WOLFGANG RIEZLER

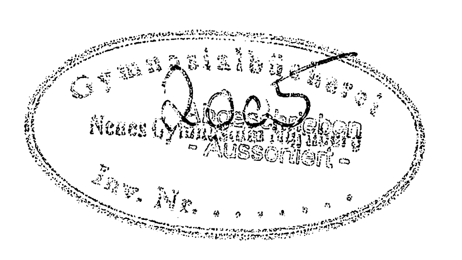
EINFÜHRUNG IN DIE KERNPHYSIK

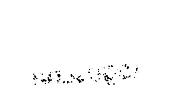
1959

6. Aufl.

WOLFGANG RIEZLER

EINFÜHRUNG IN DIE KERNPHYSIK





EINFÜHRUNG IN DIE

KERNPHYSIK

VON

DR. WOLFGANG RIEZLER

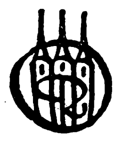
ORD. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT BONN

SECHSTE, ERWEITERTE AUFLAGE

MIT 130 BILDERN IM TEXT, 24 BILDERN AUF TAFELN

EINEM TABELLENANHANG UND EINER

FARBIGEN ISOTOPEN-TAFEL



R. OLDENBOURG · MÜNCHEN · 1959

Druck: R. Spies & Co., Wien. — Bindearbeiten: R. Oldenbourg Graphische Betriebe GmbH., München
Die Abbildungen 54 bis 58 und 72 sind mit freundlicher Genehmigung des Verlages B. G. Teubner dem Buch „Riezler/Walcher, Kerntechnik" (Stuttgart 1958) entnommen.

INHALT

VI. TEILCHENBESCHLEUNIGER

VII. KERNREAKTOREN

VIII. METHODEN ZUM NACHWEIS IONISIERENDER STRAHLUNGEN

IX. ANWENDUNGEN DER KERNPHYSIK

TABELLENANHANG

VORWORT ZUR SECHSTEN AUFLAGE

Die Fülle von Einzeltatsachen, die in den letzten Jahren auf dem Gebiet der Kernphysik neu gefunden worden sind, und das sich immer mehr vertiefende Verständnis über den Aufbau des Atomkerns haben eine sehr weitgehende Überarbeitung des Textes der letzten Auflage dieses Buches notwendig gemacht. Insbesondere wurde der Abschnitt über Kernreaktionen völlig neu bearbeitet und der über Radioaktivität erheblich erweitert. Neu hinzugefügt wurde ein Abschnitt über Kernreaktoren, der zeigt, wie sich aus einem Teil der in den letzten Jahrzehnten gewonnenen kernphysikalischen Erkenntnisse ein neuer Zweig der Technik entwickelt.

Zum Teil konnten diese Erweiterungen durch knappere Darstellung an anderen Stellen ausgeglichen werden, so daß sich das Buch gegenüber der letzten Auflage im Umfang nur um etwa 10% vergrößert hat. Die Grundtendenz des Buches jedoch ist die gleiche geblieben wie in der ersten Auflage vor über 20 Jahren: Es soll dem Studenten und dem interessierten Naturwissenschaftler und Techniker anderer Fachgebiete eine streng wissenschaftliche und einigermaßen in die Tiefe gehende, aber doch nicht allzu schwer verständliche Einführung in die Kernphysik geben.

Bonn, Januar 1959. W. Riezler

VORWORT ZUR ERSTEN AUFLAGE

Die Physik des Atomkerns ist ein Zweig unserer Naturerkenntnis, der sich in den letzten paar Jahren mit außerordentlicher Geschwindigkeit entwickelt hat. Daher kommt es, daß heute noch ein erheblicher Mangel an zusammenfassenden Schriften über dieses Gebiet besteht; man ist gewöhnlich auf das Nachlesen der Originalarbeiten oder einzelner verstreuter Berichte in verschiedenen Fachzeitschriften angewiesen. Dies ist für den Physiker mühsam, für den Laien unmöglich. Es soll daher in diesem Bändchen versucht werden, einen Überblick über das gesamte Gebiet der Kernphysik zu geben, welcher streng wissenschaftlich gehalten ist, aber doch keine speziellen fachlichen Vorkenntnisse voraussetzt. Das Bändchen soll also den Naturwissenschaftler, welcher auf anderen Spezialgebieten tätig ist und daher die schnelle Entwicklung der Kernphysik nicht immer ganz verfolgen konnte, zu den Originalarbeiten hinführen, es soll dem jungen Studenten eine Einführung in

dieses modernste Gebiet der Physik geben, und es soll vor allem auch dem gebildeten Nichtfachmann diesen neuen Wissenszweig nahebringen.

Die Kernphysik ist keine ganz einfache und auch nicht immer eine sehr anschauliche Wissenschaft. Den Ausführungen in allen Einzelheiten zu folgen wird daher vielleicht manchem Leser nicht immer ganz leicht sein. Ihm zur Unterstützung wurde auf Anregung des Verlags das kleine Fachlexikon beigegeben, welches diejenigen physikalischen Begriffe erläutert, welche zwar nicht unmittelbar zur Kernphysik gehören, aber doch für deren Verständnis nötig sind.

Eine ganze Reihe von Einzelheiten ist in den Tabellen aufgenommen worden. Hier möge der kritische Leser verzeihen, wenn er gelegentlich Angaben findet, die denen anderer Quellen zu widersprechen scheinen. Es ist tatsächlich so, daß sich die Originalarbeiten in manchen Dingen nicht unerheblich widersprechen. In solchen Fällen wurde die Angabe gemacht, welche dem Verfasser als die zuverlässigste erschien. In manchen Fällen, wo die Widersprüche groß und die Entscheidung nicht ohne weiteres möglich war, wurde die betreffende Angabe als noch ungeklärt weggelassen. Die Literatur ist im allgemeinen bis zum Spätsommer 1936 berücksichtigt.

Bonn, im Oktober 1936. W. Riezler

I. KERNPHYSIK ALS WISSENSCHAFT

§ 1. *Atom und Atomkern*

Die Kernphysik ist ein Gebiet der Physik, das sich in den letzten beiden Jahrzehnten mit erstaunlicher Schnelligkeit aus verhältnismäßig kleinen Anfängen zu einem der größten und wichtigsten Teilgebiete dieser Wissenschaft entwickelt hat. Auch über die Physik hinaus haben ihre Ergebnisse größte Bedeutung gewonnen, so daß das neue Fachgebiet heute in weitesten Kreisen ständig zunehmendes Interesse findet. Wie der Name sagt, beschäftigt sich die Kernphysik mit Vorgängen, die den Kern der Atome betreffen. Wenn wir uns mit diesem Gebiet näher befassen wollen, so müssen wir uns zunächst darüber klar sein, wie man sich den Aufbau der Materie aus Atomen zu denken hat, wie wir uns die Struktur des Atoms vorstellen und speziell, was wir unter einem Atomkern verstehen. Das Bild, welches man sich auf Grund unserer heutigen, auf experimenteller Grundlage erworbenen Kenntnisse von der Feinstruktur der Materie macht, soll daher im folgenden ganz kurz skizziert werden.

Die Gesamtheit der Materie setzt sich aus verhältnismäßig wenigen Sorten von Atomen zusammen. Es gibt Stoffe, die nur aus einer einzigen Atomsorte aufgebaut sind; diese Stoffe nennt man Elemente, z. B. Schwefel, Eisen, Gold. Andere Stoffe enthalten verschiedene Sorten von Atomen in der Art, daß in ihnen immer mehrere Atome miteinander in einer ganz bestimmten Weise zu einem neuen Grundgebilde, dem Molekül, verbunden sind. Diese Stoffe nennt man Verbindungen. Manche Moleküle sind sehr einfach aufgebaut, zum Beispiel die des Wassers (H_2O) oder des Kalks ($CaCO_3$), andre verhältnismäßig kompliziert, insbesondere viele den lebenden Organismen eigentümliche Kohlenstoffverbindungen. Verbindungen lassen sich durch verhältnismäßig milde — chemische — Eingriffe in die ihnen zugrunde liegenden Elemente zerlegen; das bedeutet für das Molekül eine Aufspaltung in seine einzelnen Atome. Dabei zeigt sich, daß bei allen chemischen Umwandlungen die Atome selber unverändert bleiben, wie sehr sich dabei auch die äußere Erscheinung des Stoffes verändern mag. Daraus folgt, daß sich ein reines chemisches Element nur aus solchen Stoffen herstellen läßt, in denen seine charakteristischen Atome schon von vornherein enthalten sind. So kommt es, daß der Chemiker etwa das Gold nur aus Goldverbindungen machen kann, also aus Stoffen, die schon Goldatome enthalten, nicht aber aus irgendwelchen unedlen Stoffen, wie es die Alchimisten versucht haben. Aus Molekülen aufgebaute Stoffe können dagegen im Prinzip aus all den Stoffen gemacht werden, welche die für das Molekül notwendigen Atome enthalten. So besteht ein

großer Teil der wichtigsten organischen Verbindungen nur aus Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff. Diese Stoffe können im Prinzip alle aus Kohle und Wasser hergestellt werden, wenn auch der chemisch-technische Weg, der eingeschlagen werden muß, oft im einzelnen schwierig und vielfach noch unbekannt ist. Wir haben hier also einen prinzipiellen Unterschied. Substanzen wie Benzin, Farbstoffe oder Gummi lassen sich durch Aufbau ihrer Moleküle aus andern einfacheren Substanzen chemisch herstellen; elementare Stoffe, wie die meisten Metalle, dagegen nur aus solchen Ausgangsstoffen, in denen sie bereits von vornherein enthalten sind.

Für den Chemiker bilden praktisch die Atome die letzten Einheiten der Materie. Der Chemiker unterscheidet entsprechend den rund hundert verschiedenen Elementen ebenso viele verschiedene Atomsorten. Aber manches weist auf einen engen Zusammenhang der Atome untereinander hin, so die schon lange bekannte Tatsache, daß die Massen der einzelnen Atome in sehr vielen Fällen etwa ganzzahlige Vielfache der Masse eines Wasserstoffatoms sind. Abgesehen davon erschien auch die Annahme einer so großen Zahl voneinander unabhängiger Urstoffe dem menschlichen Geist nicht recht befriedigend. Der Naturwissenschaftler hatte immer das instinktive Gefühl, daß die Natur einfach arbeitet und daß die Materie aus nur ganz wenigen Grundstoffen aufgebaut ist. Schon die alten griechischen Philosophen haben diese Ansicht vertreten. Der heutige Naturforscher trachtet danach, seine zunächst gefühlsmäßigen Ansichten über die Natur durch Experimente zu belegen und dadurch gleichzeitig seine tatsächlichen Kenntnisse vom Naturgeschehen systematisch zu erweitern. Man suchte daher, trotz der augenscheinlichen Unteilbarkeit des Atoms, nach experimentellen Hilfsmitteln, um über seine etwaige Struktur näheren Aufschluß zu erhalten. Es zeigte sich, daß als Sonden für diesen Zweck sehr schnell bewegte kleinste Teilchen verwendbar sind, die durch die einzelnen Atome hindurchfliegen können. Zunächst benutzte man schnelle Elektronen, sogenannte Kathodenstrahlen. Mit deren Hilfe konnte *Lenard* feststellen, daß die Materie im Atom keineswegs gleichmäßig verteilt sein kann, sondern offenbar in ganz kleinen Bezirken angehäuft ist, während der größte Teil des Atomvolumens praktisch leer erscheint. Heute bilden extrem energiereiche Elektronenstrahlen ein wichtiges Hilfsmittel, um die Struktur der Atomkerne zu erforschen.

Eine wichtige Sonde zur Erforschung des Atoms bot die Natur selber in Form schnell fliegender Heliumatome, der Alphastrahlen, die von radioaktiven Stoffen ausgesandt werden. Auf Grund von Experimenten, die *Geiger* und *Marsden* mit Hilfe dieser Alphastrahlung ausgeführt hatten, gelangte *Rutherford* zu folgendem heute als richtig angenommenen Bild vom Aufbau des Atoms: Das Atom besteht aus einer außerordentlich leichten, aus Elektronen aufgebauten Hülle, deren Durchmesser für das Volumen des Atoms maßgebend ist, und aus einem elektrisch positiv geladenen Kern. Der Kern enthält praktisch die gesamte Masse des Atoms, obwohl sein Durchmesser nur etwa ein Zehntausendstel des Atomdurchmessers ist. Um zu ermessen, wie auffallend und ungewöhnlich dieses Ergebnis ist, das in der Folgezeit die ganze

Physik auf eine neue Grundlage stellte, bedenke man nur, daß das neue Gebilde, der Atomkern, eine Dichte von vielen Billionen Gramm pro Kubikzentimeter haben muß. Ein stecknadelkopfgroßes Stück eines derartigen Stoffes müßte so viel wiegen wie ein großer Ozeandampfer; oder besser ausgedrückt: die gesamte Masse eines Ozeandampfers ist in Atomkernen konzentriert, deren Volumen insgesamt so groß ist wie ein Stecknadelkopf.

Die elektrische Ladung des Atomkerns allein bestimmt die Zahl der Hüllenelektronen und dadurch mittelbar die Eigenschaften der Atomhülle. Sie ist so auch für alle chemischen Eigenschaften des Atoms maßgebend. Bei der Bildung eines Moleküls wird wohl die Atomhülle beeinflußt, jedoch der Atomkern bleibt erhalten. Sobald die chemische Verbindung wieder gelöst wird, baut sich der Atomkern durch die Wirkung seiner elektrischen Ladung wieder die ursprüngliche, dem betreffenden Element eigentümliche Atomhülle auf. Der Atomkern ist also der grundlegende Bestandteil aller Materie. Chemischen Eingriffen gegenüber ist er völlig unveränderlich. Dies sieht man leicht ein, wenn man sich klarmacht, daß bei allen chemischen Eingriffen die Atome einander gerade so nahe kommen, daß sich ihre Hüllen gegenseitig berühren und so beeinflussen können. Die Kerne dagegen, deren Durchmesser ja nur ein Zehntausendstel vom Hüllendurchmesser beträgt, stehen bei der Berührung der Atomhüllen, verglichen mit ihrer eigenen Ausdehnung, noch recht weit auseinander.

Reaktionen zwischen den Kernen selbst, also Reaktionen, bei denen die Atomkerne verändert werden, darf man also erst erwarten, wenn man Methoden findet, durch die man die Kerne miteinander zur Berührung bringen kann. Bei solchen Reaktionen werden die Elemente selber verändert. Ihr Auftreten zeigt, daß die Atome der Chemiker noch nicht die letzten Bausteine der Materie sind, weil sie sich gegenseitig ineinander verwandeln können.

Um zwei Kerne miteinander zur Berührung zu bringen, benötigt man sehr hohe kinetische Energien, mit denen die Kerne gegeneinander anlaufen müssen, um die zwischen ihnen bestehenden, in kleinsten Abständen riesigen, elektrostatischen Abstoßungskräfte zu überwinden. Schon bei der Berührung von zwei sehr leichten Kernen treten Kräfte von der Größenordnung einiger Kilopond auf, die auf ein einzelnes Atom wirken, das eine Masse von der Größenordnung einiger 10^{-24} Gramm hat. Diese Kräfte sind also im Moment der Berührung 10^{27}mal stärker als die Schwerkraft an der Erdoberfläche. Im Vergleich dazu spielen für den anlaufenden Kern die Kräfte, die bei der Durchdringung der Atomhüllen auftreten, gar keine Rolle. Trotz dieser enormen zu überwindenden Gegenkraft können wir heute im Laboratorium einem leichten Atomkern so hohe kinetische Energie erteilen, daß er imstande ist, gegen das Kraftfeld eines andern Atomkerns bis zur gegenseitigen Berührung der Kerne anzulaufen. Es zeigt sich, daß dann tatsächlich die Kerne miteinander reagieren. Bei solchen Reaktionen bilden sich nicht selten schon bekannte Kerne, häufig aber auch neuartige, die sonst in der irdischen Natur nicht vorkommen. Das Studium dieser Kernreaktionen und ihrer Folgeprodukte ist eine wichtige Aufgabe der Kernphysik.

Der Aufwand an Apparaten, den man zur Einleitung einer Reaktion braucht, ist regelmäßig außerordentlich groß gemessen an dem, was für chemische Umwandlungen erforderlich ist. Die Mengen an neuen Substanzen, die durch Kernreaktionen erzeugt werden, sind dagegen immer recht bescheiden. In den meisten Fällen handelt es sich auch heute noch um unwägbare, mit makroskopischen Mitteln überhaupt nicht nachweisbare Mengen. Nur mit Kernreaktoren können auf künstlichem Wege Substanzmengen in der Größenordnung mehrerer Kilogramm umgewandelt werden. Dies ist natürlich noch immer recht wenig, wenn es sich um gewöhnliche, auch sonst in der Natur vorkommende Stoffe handelt. Es ist aber außerordentlich viel, wenn es, wie das zum größten Teil der Fall ist, künstlich radioaktive Substanzen sind, deren Aktivität oft viele tausend Mal stärker ist, als die der gleichen Menge Radium, oder Substanzen mit neuartigen Eigenschaften, wie das nur auf künstlichem Wege erzeugbare Element Plutonium.

Es gab bis vor nicht allzulanger Zeit Menschen, meist allerdings solche, die der Wissenschaft etwas ferner standen, die kernphysikalische Forschungen für ganz unnötig und unzweckmäßig hielten und daher die Bereitstellung von Mitteln für solche Untersuchungen als Fehlleitungen des Kapitals bezeichneten, weil sie damals nicht sofort einen Weg sahen, die auf diesem Gebiet erzielten Fortschritte geschäftlich auszuwerten. Diese Auffassung war allerdings selbst für einen krassen Materialisten zumindest sehr kurzsichtig. Sämtliche großen Fortschritte der Technik haben sich zunächst auf Grund reinen Wissensdrangs eines Gelehrten ergeben. Zum Beispiel waren die Versuche über den Durchgang von Elektrizität durch verdünnte Gase oder gar durch den leeren Raum lange Zeit hindurch nur von reinen Wissenschaftlern mehr oder weniger als Spielerei angestellt worden. Erst nach Jahrzehnten ergaben sich Anwendungen für die Technik in allergrößtem Maßstab. Senderöhren, Verstärkerröhren, Leuchtröhren konnten erst gebaut werden, nachdem reine Wissenschaftler — ohne an Anwendungen zu denken — das zugrunde liegende Gebiet der Naturwissenschaft systematisch erschlossen hatten. Die wissenschaftliche Forschung darf sich nicht von den jeweiligen Wünschen der Praxis allein leiten lassen, wenn sie nicht mit Sicherheit allen wirklich grundlegenden Neuentdeckungen aus dem Wege gehen will! Immer sind die größten Fortschritte da erzielt worden, wo freie Wissenschaftler unabhängig von den Anweisungen irgendeines Planungsamtes allein ihren Neigungen folgend ihre Forschungen getrieben haben. Das beste Beispiel dafür hat die Entwicklung der Kernphysik selbst gegeben.

Das Streben nach Vervollständigung unseres Wissens wäre also schon an sich Grund genug, um Kernphysik zu betreiben. Gerade auf diesem Gebiet haben sich aber unverhältnismäßig schnell bedeutende Anwendungsmöglichkeiten ergeben. Die sensationellste war die Ausnützung der riesigen bei Kernumwandlungen frei werdenden Energiemengen, die die bei chemischen Reaktionen umgesetzten Energiebeträge um einen Faktor eine Million übertreffen. Wenn sie auch unter dem Zwang der Zeitumstände zuerst nur für Vernichtungszwecke in Anwendung kamen, so stehen

doch heute schon friedliche und nützliche Anwendungsmöglichkeiten im Vordergrund.

Aber auch abgesehen von der Energieerzeugung bietet die Kernphysik neuartige Anwendungsmöglichkeiten von größter Bedeutung. Die zur Zeit wichtigsten beruhen auf der Tatsache, daß sich durch Kernreaktionen zu allen chemischen Elementen radioaktive Isotope herstellen lassen, das heißt Stoffe, die sich chemisch genau so verhalten, wie das schon bekannte stabile Element, die aber innerhalb bestimmter Zeit unter Aussendung von Strahlung in ein Nachbarelement übergehen. Die Strahlung ist so stark, daß man mit ihrer Hilfe schon allerkleinste, längst nicht mehr wägbare Mengen des neuen Stoffes ohne große Schwierigkeiten nachweisen kann. Diese künstlich radioaktiven Stoffe werden in zahlreichen Forschungsgebieten und in der Technik vielfach angewandt; ihre Bedeutung steigt zusehends. Eine ganz besondere Rolle spielen sie für die Biologie und für die Medizin. Hier liegt ihr wichtigstes Anwendungsgebiet heute noch hauptsächlich in der Erforschung von Stoffwechselvorgängen, aber auch für die Diagnose und für die Therapie haben die neuen künstlich radioaktiven Stoffe große Bedeutung gewonnen, so daß auch hier die Erkenntnisse der Kernphysik schließlich der Menschheit zum Segen gereichen, was Pessimisten nach dem Abwurf der ersten Atombomben bezweifelt haben.

§ 2. *Die Entwicklung der Kernphysik*

Noch um die Jahrhundertwende gab es ernsthafte Forscher, welche die Existenz der Atome überhaupt bezweifelten. Erst die Erkenntnis, daß es sich bei den sogenannten Alphastrahlen, welche von radioaktiven Substanzen ausgesandt werden, um nichts anderes als um elektrisch geladene Heliumatome handelte, gab den endgültigen Ausschlag zugunsten der atomistischen Anschauung; denn als Alphateilchen waren einzelne Atome der direkten Beobachtung zugänglich. Doch noch bevor man die Gewißheit von der Existenz der Atome hatte, tauchte schon eine neue Frage auf: Ist das, was man als Atom bezeichnet, wirklich das ἄτομον, das Unteilbare, die letzte Einheit der Materie, oder weist es noch eine weitere Unterteilung auf? Läßt es sich wieder aus andern Teilchen zusammensetzen? — Sehr rasch entschied sich die Wissenschaft für die zweite Lösung.

Man war in den letzten Jahren des alten Jahrhunderts zu der Überzeugung gekommen, daß auch die Elektrizität atomistisch aufgeteilt ist. Die — stets negativ geladenen — elektrischen Quanten, denen man den Namen Elektronen[1]) gab, waren offenbar dieselben, die durch Anlagerung an Atome oder Moleküle bei der Elektrolyse die negativen Ionen bildeten. Da ein positives Analogon zu den Elektronen nicht zu finden war, nahm man an, daß die positiv geladenen Ionen dadurch entstehen, daß

---

[1]) ἤλεκτρον (griechisch) = Bernstein. Bernstein ist diejenige Substanz, an der zuerst — schon im Altertum — elektrische Erscheinungen beobachtet worden sind.

Elektronen aus dem betreffenden Atom abgespalten wurden. Die Elektronen schienen demnach ein wesentlicher Baustein der Atome zu sein.

Daraus, daß das Licht offenbar eine besondre Form elektrischer Wellen war, schloß man, daß bei der Lichtaussendung elektrisch geladene Teilchen, also Elektronen, im Atom Schwingungen ausführen. Diese später nicht bestätigte Auffassung führte zur Aufstellung der ersten Atommodelle, zu bildlich anschaulichen Darstellungen über den inneren Aufbau des Atoms.

Die ersten beobachteten Naturvorgänge, in denen sich der Atomkern selbst unmittelbar auswirkte, waren die Erscheinungen der Radioaktivität. Im Anschluß an die Entdeckung der *Röntgenstrahlen* (1895) hatte man an verschiedenen Orten nach ähnlichen Strahlen gesucht, die ebenfalls unsichtbar waren, auf die photographische Platte einwirkten und gleichzeitig imstande waren, undurchsichtige Körper zu durchdringen. Bei derartigen Untersuchungen fand *Becquerel* im Jahre 1896, daß eine derartige Strahlung vom Element Uran ausgesandt wird. Weitere Forschungen zeigten, daß diese neue Strahlung nicht nur dem Uran allein eigentümlich ist, sondern in noch viel stärkerem Maße einer Reihe weiterer Elemente, die man, mit Ausnahme von Thorium, bis dahin nicht gekannt hatte. Diese neuen Elemente treten in Spuren als Begleitelemente des Urans auf. Ihre starke Strahlung erlaubte ihren Nachweis schon in außerordentlich kleinen Mengen zwischen sehr viel anderer Substanz und ermöglichte so auch ihre Anreicherung. Als erste dieser neuen Elemente fanden 1898 *Pierre* und *Marie Curie* die von ihnen *Polonium* und *Radium* benannten Stoffe, deren chemische Eigenschaften sie näher bestimmen konnten. 1899 stellten *Elster* und *Geitel* die Hypothese auf, die Radioaktivität beruhe auf dem Zerfall von Elementen. Durch Versuche von *Rutherford* und *Soddy* wurde diese Annahme bald bestätigt.

An zahlreichen Orten wurden um die Jahrhundertwende Untersuchungen über die neue Erscheinung der Radioaktivität aufgenommen, und man gelangte verhältnismäßig rasch zu folgenden Erkenntnissen: Die in der Natur vorkommenden radioaktiven Stoffe senden drei Arten von Strahlungen aus, die man heute mit Alphastrahlung, Betastrahlung und Gammastrahlung bezeichnet. Die Alphastrahlung besteht aus zweifach positiv geladenen Heliumatomen, was *Rutherford* und *Royds* 1909 durch den Nachweis des beim Zerfall entstandenen Heliums bewiesen haben. Träger der Betastrahlung sind schnell fliegende freie Elektronen, diese Strahlung ist also der Kathodenstrahlung wesensgleich. Die Gammastrahlung gleicht im Prinzip der Röntgenstrahlung, nur ist sie im allgemeinen noch härter, das heißt, sie wird beim Durchgang durch Materie weniger stark absorbiert. Durch Alpha- oder Betastrahlung ändert das strahlende Element seinen chemischen Charakter; durch die Alphastrahlung rückt es im periodischen System um zwei Plätze nach links, durch die Betastrahlung um einen Platz nach rechts.

In einigen Fällen folgen auf eine Alphastrahlung zwei Betastrahlungen, es muß also ein Element entstehen, das im periodischen System den gleichen Platz einnimmt wie das Ausgangselement. Daher ist es chemisch von diesem nicht zu trennen, obwohl es von ihm

unterschieden ist, da es im allgemeinen andre Lebensdauer und andre Strahlung hat. Solche physikalisch unterschiedene Elemente, die im periodischen System am gleichen Platz stehen, nennt man nach *Soddy Isotope*. 1913 gelang es *J. J. Thomson* und *Aston* zu zeigen, daß auch bei stabilen Elementen solche Isotope vorkommen. Zunächst beobachteten sie, daß es zwei Sorten Neon mit den Atomgewichten 20 und 22 gibt, die in der Natur immer im gleichen Verhältnis gemischt sind. Später wurde noch ein drittes Neonisotop mit dem Atomgewicht 21 entdeckt. Mit der Zeit untersuchte *Aston* dann alle Elemente und fand, daß der größte Teil von ihnen nicht einheitlich, sondern aus einer oft beträchtlichen Anzahl von Isotopen zusammengesetzt ist, die alle mit großer Annäherung ganzzahliges Atomgewicht aufweisen.

Bereits vor diesen Untersuchungen hatte man sich bemüht, Vorstellungen vom Aufbau der Atome zu gewinnen. Die ersten auf den richtigen Weg weisenden Versuche stammen von *Lenard*. Dieser schloß aus der Ablenkung von Kathodenstrahlen, also schnellen Elektronen, beim Durchgang durch Materie, daß innerhalb der Atome nur ein verhältnismäßig kleiner Teil des verfügbaren Raumes wirklich mit schwerer Materie ausgefüllt ist. Weitergehende Schlüsse erlaubten Versuche, die 1909 *Geiger* und *Marsden* über die Streuung von Alphateilchen durch Materie anstellten. Bei diesen Versuchen zeigte sich, daß die Alphateilchen den größten Teil der von ihnen getroffenen Atome unbeeinflußt durchsetzen und nur in ganz wenigen Fällen um verhältnismäßig große Winkel, oft mehr als 90°, abgelenkt werden. *Rutherford* führte 1911 aus, daß dieses Ergebnis gerade dann quantitativ richtig zu deuten ist, wenn man annimmt, daß fast die gesamte Masse eines jeden Atoms in einem einzigen, im Vergleich zum Volumen des Atoms noch außerordentlich kleinen Raumgebiet vereinigt ist, welches eine starke elektrische Ladung trägt. Er nannte dieses Gebilde höchster Materiekonzentration den *Kern* des Atoms (lateinisch *nucleus*). Wir wissen heute, was *Rutherford* schon in seiner ersten Arbeit als wahrscheinlich annahm, daß die elektrische Ladung des Kerns immer positives Vorzeichen hat. Die negative Ladung, welche im Atom enthalten sein muß, um die Kernladung zu neutralisieren, bildet die sogenannte Atomhülle. Über ihre Struktur und räumliche Verteilung machte die *Rutherford*sche Theorie noch keine Aussage. Eine im Anschluß an sie von *Bohr* aufgestellte Hypothese, daß die negative Ladung in Form von punktförmigen Elektronen planetenartig auf bestimmten Bahnen den Kern umkreist, war von *Bohr* selbst nur als eine vorläufige Arbeitshypothese gedacht, da eine kreisende Ladung dauernd strahlen und damit ihre Bewegungsenergie verbrauchen muß. Das anschauliche *Bohr*sche Modell mußte daher 1926 der von *Heisenberg* entwickelten Quantenmechanik Platz machen, welche zum erstenmal in klarer Form aussagte, daß man manche anschaulichen Begriffe, wie den der Bahn eines Planeten, die an makroskopischen Objekten gewonnen waren, nicht ohne weiteres auf Räume von der Größe eines Atoms übertragen darf, ohne dadurch zu ernsten Widersprüchen zu kommen. Erst die *Heisenberg*sche Theorie erlaubte es, die Vorgänge in der Atomhülle widerspruchsfrei, folgerichtig und in Übereinstimmung mit der Erfahrung zu beschreiben. In der

Quantenmechanik sind neue Begriffe notwendig, die wir nicht unserer sinnlich faßbaren Umwelt entnehmen können, Begriffe, die der täglichen Erfahrung völlig fremd sind. Dafür verlieren anschauliche, gewohnte Begriffe ihren Sinn, so zum Beispiel der Begriff der „Bahn" eines Elektrons in Analogie zur Bahn eines Planeten, denn zum Begriff der Bahn gehört eine gleichzeitige exakte Bestimmtheit von Ort und Bewegungszustand, die nach der Quantenmechanik prinzipiell unmöglich ist.

Im Jahre 1913 stellte *van den Broek* die Hypothese auf, daß die Maßzahl der positiven Ladung des Atomkerns, in Elementarquanten gemessen, identisch sei mit der den Chemikern lange bekannten Nummer des betreffenden Elements im periodischen System. Kurz darauf wurde dies durch *Moseley* experimentell bestätigt. Dieser zeigte, daß man aus der charakteristischen Lage von Röntgenlinien die Kernladung und damit die Nummer des betreffenden Elements im periodischen System direkt ablesen kann. Auf diese Weise konnte man auch noch bestehende Lücken im periodischen System mit Sicherheit feststellen. Einen besonders klaren Beweis für die Richtigkeit der *van den Broek*schen Hypothese lieferte *Chadwick*, als er 1920 aus der Streuung von Alphateilchen die Kernladung einiger Elemente direkt berechnete.

Einen grundlegenden Fortschritt brachte die 1919 von *Rutherford* gemachte Entdeckung, daß es mit Hilfe von Alphateilchen möglich ist, aus Stickstoffkernen Teile herauszuschießen, die identisch mit den Kernen des Wasserstoffatoms sind, die sogenannten *Protonen*[1]). Dieser Effekt wurde anfangs als Atomzertrümmerung bezeichnet. Aufnahmen mit der Nebelkammer zeigten jedoch, daß regelmäßig das aufgeschossene Alphateilchen im Stickstoffkern steckenbleibt, so daß in Wirklichkeit ein Aufbau stattfindet, denn aus dem leichteren Atom wird ein schwereres. Der gleiche Effekt wie an Stickstoff konnte bald noch an etwa zehn weiteren Elementen beobachtet werden.

Der große Aufschwung der Kernphysik, der sie innerhalb ganz kurzer Zeit von einem kleinen Spezialgebiet zu dem am meisten bearbeiteten Teil der reinen Physik machte, kam im Jahre 1932. In diesem Jahre fand *Chadwick*, daß beim Auftreffen von Alphateilchen auf manche Atomkerne statt eines Protons ein ganz neuartiges Gebilde ausgesandt wird, welches auch das Atomgewicht 1 hat, aber keine elektrische Ladung trägt. Dieses neue Teilchen bekam den Namen *Neutron*[2]). Das Neutron erwies sich in der Folgezeit als außerordentlich wichtiges Hilfsmittel für weitere Kernuntersuchungen.

Ebenfalls 1932 fanden *Cockcroft* und *Walton*, daß es möglich ist, auch mit künstlich beschleunigten Wasserstoffkernen Umwandlungen anderer Atomkerne zu erzwingen, man war also für Kernuntersuchungen nicht mehr auf die seltenen und teuren radioaktiven Substanzen angewiesen. Noch wirksamere Geschosse als die

---

[1]) πρῶτον (griechisch) = das erste.

[2]) Von neutrum (lateinisch) = keines von beiden, also weder positiv noch negativ geladen. Die griechische Endung on wurde angefügt, weil die beiden anderen bei der Entdeckung des Neutrons bekannten Elementarteilchen — Proton und Elektron — auch so enden.

gewöhnlichen Wasserstoffkerne sind, wie man bald feststellte, die Kerne des im gleichen Jahre entdeckten schweren Isotops des Wasserstoffs, des *Deuterons*[1]).

Nachdem man gefunden hatte, daß es möglich ist, mit künstlich beschleunigten Teilchen Kernreaktionen einzuleiten, war es im wesentlichen eine Frage der finanziellen Mittel und der technischen Hilfskräfte, Apparate zu konstruieren, welche möglichst starke Ströme möglichst schneller reaktionsfähiger Teilchen lieferten. Da der Wissenschaft zu dieser Zeit in den Vereinigten Staaten von Nordamerika Mittel und Hilfskräfte in besonders reichlichem Maße zur Verfügung standen, ist ein erheblicher Teil der kernphysikalischen Arbeiten in den folgenden Jahren dort gemacht worden.

Eine sehr wichtige Entdeckung von ganz grundlegender Bedeutung machten *I. Curie* und *Joliot* 1934. Sie konnten auf künstlichem Wege neue radioaktive Substanzen erzeugen und fanden, daß unter diesen neuen Substanzen solche sind, die eine bei den natürlich radioaktiven nicht vorkommende Strahlung aussenden, die Positronenstrahlung. Das Positron[2]), ein Teilchen von der Masse eines Elektrons, jedoch mit entgegengesetzter elektrischer Ladung, war bereits zwei Jahre vorher in der Höhenstrahlung gefunden worden.

1937 fand *Alvarez* noch eine weitere Art der Umwandlung bei künstlich radioaktiven Elementen, die einen Umkehreffekt zur Betastrahlung darstellt. Bei diesem Prozeß wird ein Elektron aus der Atomhülle in den Kern aufgenommen. Man nennt die betreffenden Strahler inverse Betastrahler oder auch K-Strahler, weil die einzige bei diesem Prozeß wahrnehmbare Strahlung eine sekundär zustande kommende Röntgen-K-Strahlung ist.

Von großer Tragweite ist die 1939 von *Hahn* und *Straßmann* auf Grund sorgfältiger und mühevoller Versuche gemachte Entdeckung, daß es möglich ist, die schwersten Atomkerne, insbesondere die Isotope des Urans, durch Beschießen mit Neutronen in zwei Hälften zu spalten. Bei der Spaltung eines Urankerns, die durch *ein* Neutron eingeleitet wird, werden mehrere Neutronen wieder ausgesandt, was *Joliot* und seine Mitarbeiter gefunden haben. Dadurch war die Möglichkeit einer Kettenreaktion gegeben, wenn es gelang, einen Weg zu finden, diese Spaltungsneutronen so zu leiten, daß im Durchschnitt mindestens eines aus jedem Spaltprozeß wieder eine neue Spaltung hervorruft. Nach solchen Möglichkeiten wurde während des Krieges in mehreren Ländern zum Teil unter Aufwand größter Mittel gesucht. Im Zuge derartiger Forschungen konnte *Fermi* Ende 1942 den ersten auf Grund einer Kettenreaktion funktionierenden „Uranbrenner“ aufbauen. Diese Uranbrenner oder, wie man heute allgemein sagt, *Kernreaktoren* wurden sofort in großem Stile weiterentwickelt, sowohl für Forschungszwecke als insbesondere zur Energieerzeugung. Diese Reaktoren sind so konstruiert, daß im Durchschnitt jede Kernspaltung gerade wieder Anlaß

---

[1]) δεύτερον (griechisch) = das zweite.

[2]) Abkürzung aus *posi*tives Elek*tron*.

zu einer weiteren Spaltung gibt, so daß sich ein Gleichgewicht einstellt und die Energieerzeugung verhältnismäßig langsam und stetig vor sich geht. Man kann die Anordnung aber auch so treffen, daß jede einzelne Spaltung Anlaß zu mehr als einer weiteren Spaltung gibt. In diesem Falle wird die ganze spaltbare Substanz innerhalb eines kleinen Bruchteils einer Sekunde umgesetzt und gibt dabei etwa eine Million mal mehr Energie ab, als bei einer chemischen Umsetzung der gleichen Substanzmenge erzeugt wird. Diese Vorrichtungen sind unter dem Namen Atombomben bekannt geworden und haben auch unter den Nichtphysikern größtes Aufsehen erregt.

Infolge der großen praktischen Anwendungsmöglichkeiten ist in den letzten zehn Jahren eine eigene *Kerntechnik* entstanden, deren Aufgabe es ist, auf den Grundlagen der kernphysikalischen Ergebnisse aufbauend, große Vorrichtungen zu entwickeln, die es erlauben, die aus Kernprozessen gewonnene Energie praktisch auszunützen. Dazu sind auch neuartige Nebenbetriebe in großer Zahl notwendig; in diesen werden reines Uran und andere notwendige Stoffe erzeugt, Isotope getrennt, Meßgeräte gebaut, hoch radioaktive Substanzen verarbeitet und vieles andere mehr.

Daneben arbeitet aber auch die kernphysikalische Grundlagenforschung in immer größerem Maßstab weiter. Zu ihren wichtigsten Aufgaben gehört heute die Erforschung der Elementarteilchen, von denen eine erhebliche Anzahl neu gefunden wurden, die als Mesonen und Hyperonen bezeichnet werden. Zu Protonen und Neutronen wurden mit Hilfe großer Teilchenbeschleuniger Antiteilchen entdeckt, die beim Zusammentreffen mit normaler Materie in Strahlung übergehen. Auf breitester Basis werden Reaktionen zwischen Atomkernen in allen Feinheiten untersucht, um allmählich weitere Informationen über den immer noch relativ schlecht bekannten Aufbau der Kerne und vor allem über die Kräfte zwischen den einzelnen Kernbestandteilen zu gewinnen.

Zur raschen Übersicht sei eine kurze chronologische Tabelle der allerwichtigsten Entdeckungen auf dem Gebiet der Kernphysik gegeben:

1896 Entdeckung der Radioaktivität durch *Becquerel*.

1898 Darstellung von Polonium und Radium durch *Pierre* und *Marie Curie*.

1899 Erklärung der Radioaktivität als Elementumwandlung durch *Elster* und *Geitel*.

1909 Identifizierung des Alphateilchens als Heliumatom durch *Rutherford* und *Royds*.

1909 Quantitative Untersuchung der Streuung von Alphateilchen an Materie durch *Geiger* und *Marsden*.

1911 Aufstellung des *Rutherford*schen Atommodells und damit Entdeckung des Atomkerns.

1913 *Moseley*sches Gesetz: Die chemische Ordnungszahl ist identisch mit der elektrischen Ladung des Atomkerns.

1913 Entdeckung von Isotopen an stabilen Elementen durch *Aston* und *J. J. Thomson*.

1919 Erste Kernumwandlung durch *Rutherford*.

1932 Erste Kernumwandlung mit künstlich beschleunigten Teilchen durch *Cockcroft* und *Walton*.

1932 Entdeckung des Neutrons durch *Chadwick*.

1934 Erste künstliche Erzeugung von radioaktiven Stoffen durch *I. Curie* und *Joliot*, zugleich erste Beobachtung von Positronenstrahlern.

1937 Entdeckung der inversen Betaumwandlung durch *Alvarez*.

1939 Spaltung schwerster Atomkerne mit Hilfe von Neutronen durch *Hahn* und *Straßmann*.

1942 Erster Uranbrenner durch *Fermi* in Betrieb gesetzt.

1945 Erste Atombombe durch die Armee der USA zur Explosion gebracht.

1947 Entdeckung der π-μ-Umwandlung an Mesonen durch *Lattès*, *Muirhead*, *Occhialini* und *Powell*.

1948 Herstellung künstlicher Mesonen durch *Gardener* und *Lattès*.

1949 Entdeckung schwerer Mesonen durch *Powell* und Mitarbeiter.

1955 Erzeugung von Antinukleonen durch *Segrè* und Mitarbeiter.

II. EIGENSCHAFTEN DES ATOMKERNS

§ 3. *Allgemeines*

Der einfachste makroskopische Körper hat im allgemeinen noch eine sehr große Zahl von verschiedenen Eigenschaften, durch die er charakterisiert und von anderen Gegenständen unterschieden wird. Zum Beispiel: eine Billardkugel ist rund, weiß, hat eine bestimmte Elastizität, ein bestimmtes Gewicht, eine bestimmte Größe. Daneben hat sie noch eine Reihe weniger hervorragender Eigenschaften, sie kann vielleicht kleine Flecken haben. Bei hinreichend genauer Untersuchung hat sie immer bestimmte Unregelmäßigkeiten, die sie von jeder bei grober Beobachtung gleich erscheinenden Kugel unterscheiden. Je feiner wir beobachten, desto mehr Eigenschaften können wir feststellen. Bei elementaren Gebilden ist das anders. Bei ihnen finden sich nur noch ganz wenige Eigenschaften, so daß immer eine große Anzahl von solchen Elementargebilden einander vollkommen gleich sind, da sie in allen Eigenschaften übereinstimmen und so prinzipiell nicht voneinander unterschieden werden können. Über die eigentlichen Elementarteilchen wird erst an späterer Stelle berichtet (§ 24). Aber auch die Atomkerne, die immer aus verhältnismäßig wenigen Elementarteilchen bestehen, zeigen nur eine ganz kleine Zahl von Eigenschaften.

Die wichtigste dieser Eigenschaften ist die elektrische Ladung des Kerns, denn sie bestimmt das chemische Element, dem das betreffende Atom angehört. Die nächstwichtige Eigenschaft ist die Masse, durch die das Atomgewicht bestimmt ist. Im allgemeinen sind durch Angabe von Ladung und Masse allein alle anderen Eigenschaften bereits eindeutig festgelegt. Wir wollen diese beiden Eigenschaften Ladung und Masse als die primären Eigenschaften des Kerns bezeichnen. Die folgenden Eigenschaften sind dann sekundärer Natur. Unter diesen ist vor allem das mechanische Moment oder, wie man mit einem kürzeren Wort sagt, der Spin zu erwähnen. Viele Experimente zeigen uns nämlich, daß ein großer Teil der Atomkerne eine bestimmte, im Raum ausgezeichnete Achse besitzt, die sich so verhält wie die Drehachse eines makroskopischen Körpers. Wir dürfen uns dabei aber keine Rotationsbewegung im makroskopischen Sinne vorstellen. Wir wollen uns daher nur so ausdrücken: viele Kerne haben einen bestimmten Drehimpuls, den wir experimentell bestimmen können. Wenn ein makroskopischer Körper elektrisch geladen ist und gleichzeitig rotiert, so wird dadurch um ihn herum ein Magnetfeld erzeugt. Der Körper verhält sich wie ein magnetisiertes Eisenstückchen. Diese Eigenschaft können

wir quantitativ durch den Begriff des magnetischen Moments[1]) erfassen. Das Experiment zeigt, daß man auch den meisten Atomkernen ein magnetisches Moment zuschreiben muß. Eine fünfte Eigenschaft des Atomkerns ist das sogenannte elektrische Moment. Es zeigt sich nämlich, daß das elektrische Feld in der Umgebung vieler Kerne sich nicht genau so verhält, wie wenn die elektrische Ladung kugelsymmetrisch verteilt wäre, sondern so, wie wenn der Kern etwas verlängert oder etwas abgeplattet wäre. Diese Abweichung läßt sich in erster Annäherung dadurch beschreiben, daß man dem Kern ein elektrisches Quadrupolmoment zuschreibt. Das bedeutet eine Feldverteilung, die entsteht, wenn man zwei gleich große negative und zwei gleich große positive elektrische Ladungen nebeneinander anordnet. Dieses elektrische Quadrupolfeld ist dem kugelsymmetrischen *Coulomb*-Feld überlagert. Eine letzte Eigenschaft ist diejenige, welche man bei einem makroskopischen Körper für die wesentlichste halten würde, nämlich die Größe des Atomkerns. Aber gerade diese Eigenschaft spielt beim Atomkern nur eine untergeordnete Rolle. Ja wir werden sehen, daß es gar nicht ohne gewisse Willkür möglich ist, diesen Begriff für einen Atomkern überhaupt noch zu fassen.

Die beiden wichtigsten Eigenschaften sind die elektrische Ladung und die Masse des Atomkerns. Durch diese beiden primären Eigenschaften ist der Kern im allgemeinen schon vollständig bestimmt. Wir können daher alle Kerne in ein zweidimensionales Schema einzeichnen, an dessen einer Koordinate wir die Masse und an dessen anderer wir die Ladung anschreiben. Eine solche Anordnung ist in der Tafel am Schluß des Buches wiedergegeben. Durch die beiden primären Eigenschaften sind, solange der Kern in seinem Grundzustand ist, seine sekundären Eigenschaften eindeutig bestimmt, nämlich Größe, mechanisches Moment, magnetisches Moment und elektrisches Moment. Daneben gibt es noch eine weitere Gruppe von Eigenschaften, die wir als virtuelle Eigenschaften bezeichnen wollen. Das sind Eigenschaften, die wir im Grundzustand einem einzelnen Kern nicht ansehen können, Eigenschaften, die uns angeben, welche Veränderungen der genannten Eigenschaften an einem Kern möglich sind. Dazu gehören zunächst die möglichen energetischen Anregungszustände. Es zeigt sich nämlich, daß man einem Kern durch geeignete Maßnahmen ganz bestimmte Energiebeträge zuführen kann — nicht beliebige, sondern nur ganz bestimmte, für jeden einzelnen Kern charakteristische Energiequanten — in gleicher Weise, wie wir es schon von der Atomhülle her kennen. Diese möglichen Energiezustände sind Eigenschaften des Kerns. Sie sind durch Angabe der primären Eigenschaften Ladung und Masse allein schon eindeutig festgelegt. Für jeden Energiezustand werden die sekundären Eigenschaften bestimmte, durch die Art des Zustandes eindeutig festgelegte Werte annehmen. Alle Kerne gehen mit der Zeit spontan aus angeregten Zuständen wieder von selber in den Grundzustand über unter Aus-

---

[1]) Bei einem Stabmagneten ist das magnetische Moment gleich Polstärke $\times$ Polabstand, bei einer Stromschleife = Stromstärke $\times$ Fläche.

sendung von Strahlung. Die hierfür benötigte Zeit ist in den meisten Fällen unmeßbar klein. Nur in einigen Fällen sind längere Übergangszeiten bis zu mehreren Tagen beobachtet. In diesen letzteren Fällen sprechen wir von der Existenz isomerer Kerne.

Eine große Reihe von Kernen hat die Eigenschaft, ohne äußeren Anstoß nach einer nur durch Wahrscheinlichkeitsgesetze bestimmten Zeit ein Teilchen auszustrahlen und sich dadurch in einen Kern mit anderen primären Eigenschaften zu verwandeln. Diese Kerne bezeichnen wir als radioaktiv. Auch die Radioaktivität ist eine virtuelle Eigenschaft vieler Kerne, eine Eigenschaft, die wir einem einzelnen Kern nicht ansehen können, da sie sich nur auf sein zukünftiges Schicksal bezieht. Es sind auch virtuelle Eigenschaften, welche für die Kernumwandlungen maßgebend sind: nämlich die Wahrscheinlichkeit, daß ein Kern mit einem anderen, der ihm nahe kommt, verschmilzt, und die Zerfallsmöglichkeiten, die der durch Verschmelzung gebildete „Zwischenkern" hat, um sich wieder zu teilen oder auf andere Weise in einen stabilen Zustand überzugehen. In diesem Kapitel soll zunächst nur von den Grundeigenschaften der stabilen Kerne die Rede sein, dagegen nicht von den virtuellen Eigenschaften. Die letzteren werden sinngemäß in den folgenden Kapiteln behandelt; denn sie betreffen ja die Umwandlungen, die an einem Kern eintreten können. Dabei behandeln wir im Kapitel „Radioaktivität" alle die Umwandlungen, die an einem Kern ohne äußere Eingriffe eintreten, und im Kapitel „Künstliche Kernumwandlungen" diejenigen, die durch ein äußeres Ereignis dem Kern aufgezwungen werden.

Es ist denkbar, daß ein atomares Gebilde noch weitere Eigenschaften hat, die für dieses charakteristisch sind, aber kein rechtes Analogon im Makrokosmos haben, und die wir deswegen nicht ohne weiteres erkennen können. Solche Eigenschaften sind offenbar die *Parität*, der *isobare Spin* und die *Seltsamkeit* (englisch: strangness), auf deren Bedeutung wir weiter unten noch eingehen.

§ 4. *Die Ladung*

Ein Atom besteht aus dem elektrisch positiv geladenen Kern und der negativ geladenen Elektronenhülle. Unter normalen Bedingungen an der Erdoberfläche sind die Atome elektrisch neutral. Die Anzahl der Elektronen in der Hülle ist daher gleich der Anzahl der im Kern enthaltenen positiven Ladungseinheiten. Die Anzahl der Hüllenelektronen ist aber auch maßgebend für den chemischen Charakter des betreffenden Atoms. Infolgedessen bestimmt die elektrische Ladung des Atomkerns den chemischen Charakter des Elements. Zum Beispiel bildet ein Kern mit 11 positiven Ladungseinheiten immer das Element Natrium, ein solcher mit 26 Ladungseinheiten immer das Element Eisen. Wir haben das außerordentlich wichtige Naturgesetz: Die Kernladungszahl ist identisch mit der Ordnungszahl des betreffenden chemischen Elements im periodischen System. Diese Hypothese hatte *van den Broek* im Jahre 1913 aufgestellt. Noch im gleichen Jahre gelang es *Moseley* auf Grund der

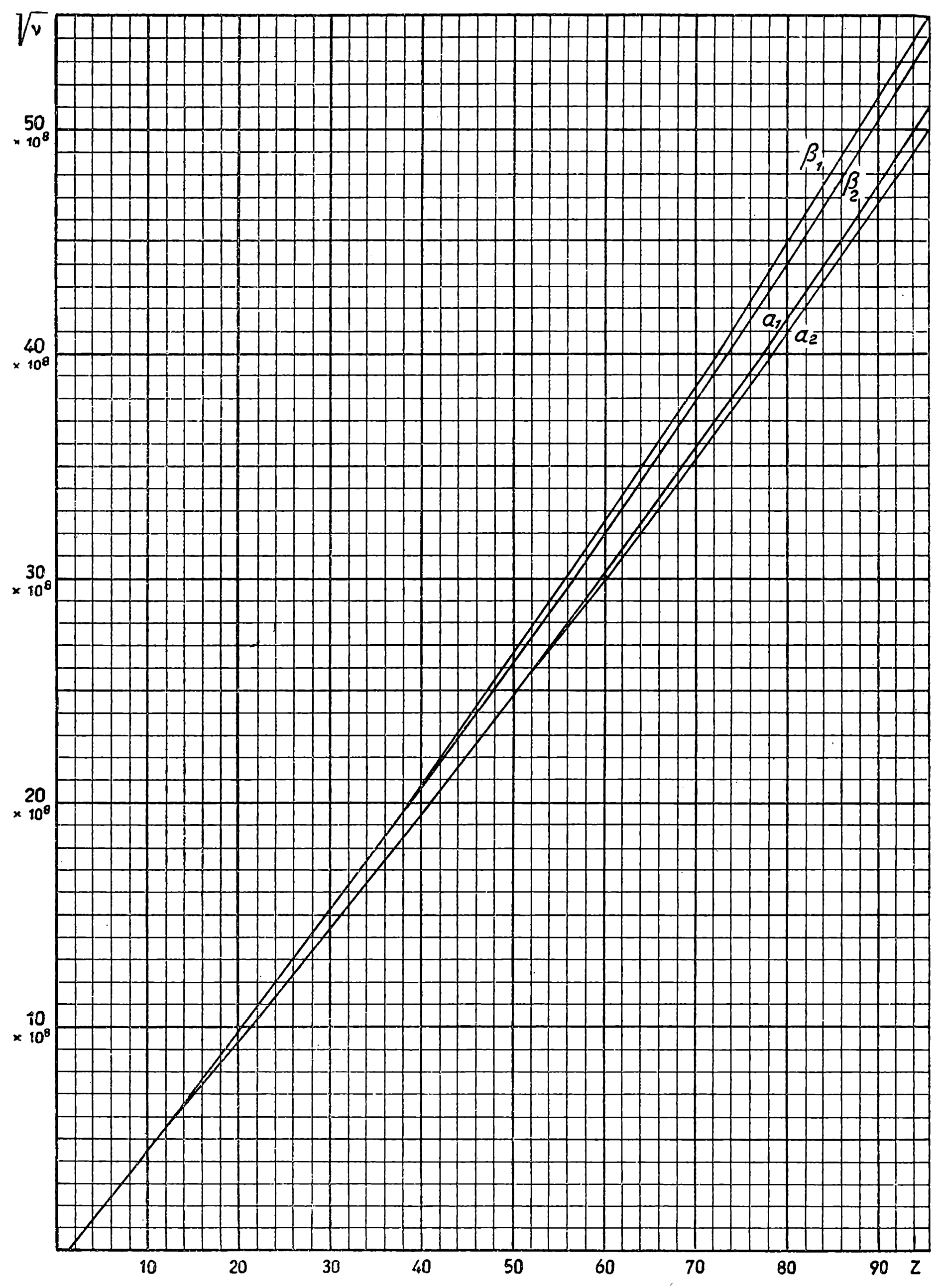


Abb. 1. K-Serie der Röntgenlinien: Abszisse: Ordnungszahl = Kernladung Z. Ordinate: Wurzel aus der Frequenz $\sqrt{\nu}$. Die Energie der härtesten Komponente $K\beta_1$ ist innerhalb der Genauigkeit dieser Zeichnung gleich der Anregungsenergie (Absorptionskante) für die K-Schale (Tabelle II, Spalte 5, im Anhang).

Lage charakteristischer Röntgenlinien einen experimentellen Beweis zu liefern. Die Frequenz ν dieser Linien war für alle Elemente durch eine einfache Formel darstellbar, sie war gleich $b\,(Z - a)^2$, wobei a und b nur von der Linienserie, nicht aber von der Art des Elements abhängige Konstanten waren. Die Größe Z änderte sich beim Übergang von einem Element zum nächsten im periodischen System genau um eine Einheit, sie wurde daher als identisch mit der Kernladung angesehen. Die Zahl a ließ sich zwangslos als Abschirmungskonstante deuten, das heißt als derjenige Ladungsbetrag, der von der Kernladung durch dazwischenliegende Elektronen vom Leuchtelektron abgeschirmt wurde. a ist für die K-Serie etwa 1, für die L-Serie etwa 3,5. Für die K-Serie ist der Zusammenhang zwischen $\sqrt{\nu}$ und Z, der angenähert eine Gerade ergibt, durch Abb. 1 dargestellt.

Durch die wichtige Entdeckung *Moseleys* war es möglich, die damals noch bestehenden Lücken im periodischen System genau festzulegen, denn man konnte durch Messung der Röntgenlinien experimentell die Nummer eines Elements im periodischen System ermitteln. Da bekannt war, welche Röntgenlinien die noch fehlenden Elemente ausstrahlen mußten, konnte man an allen möglichen Stoffen verhältnismäßig leicht feststellen, ob sie eines davon enthielten. Nach dieser Methode gelang *Coster* und *v. Hevesy* die Entdeckung des Hafniums, *Noddack* und seinen Mitarbeitern die des Rheniums. Es gibt zur Zeit unter den in der Natur vorkommenden Elementen noch zwei Lücken im periodischen System, die Elemente mit den Kernladungen 43 und 61. Es ist aus Gründen, über die wir später noch sprechen werden, unwahrscheinlich, daß stabile Kerne mit diesen Kernladungen existieren.

Eine direkte Methode zur Bestimmung der Kernladung einiger Elemente wandte *Chadwick* an. Er benutzte die in der Einleitung schon besprochene Streuung von Alphateilchen, die ein Jahrzehnt vorher *Rutherford* zur Entdeckung des Kerns geführt hatte. Hier läßt sich ganz ohne zusätzliche Annahmen auf Grund einer elementaren geometrischen Berechnung die Kernladung aus der Zahl der gestreuten Alphateilchen bestimmen[1]). Die gefundenen Werte waren in voller Übereinstimmung mit den von *Mosely* angegebenen Zahlen und bestätigten so die Richtigkeit seiner Auffassung noch einmal in besonders deutlicher Weise.

---

[1]) Die *Rutherford*sche Streuformel sagt aus, daß von Q auf den Streukörper auftreffenden Teilchen $y = \frac{Q n t b^2}{16\, r^2 \sin^4 \frac{\vartheta}{2}}$ auf einen Auffänger von der Fläche 1cm² im Abstand r gestreut werden. t ist die Dicke der Streufolie, n die Anzahl ihrer Atome im cm³, ϑ der Ablenkungswinkel und b der kleinstmögliche Kernabstand bei zentralem Stoß. $b = \frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{m v^2}$. wo $Z_1 e$ die Ladung, m die Masse, v die Geschwindigkeit des auftreffenden Teilchens, $Z_2 e$ die Ladung des Kerns ist. Da alle sonst vorkommenden Größen bekannt oder meßbar sind, läßt sich Z_2 nach der angegebenen Formel berechnen.

Eine Sonderstellung unter den Atomkernen nimmt das Neutron ein. Dieser Kern hat nämlich keine elektrische Ladung. Daher ist er auch nicht imstande, eine Elektronenhülle festzuhalten. Er bildet also gar kein Element im chemischen Sinn, da alle chemischen Eigenschaften von der Elektronenhülle herrühren, oder wenigstens, wie beim Wasserstoffion, von dem Bestreben, eine solche zu erhalten. Dem Neutron fehlen infolge der mangelnden elektrischen Ladung die sonst gewohnten Wechselwirkungen mit der übrigen Materie. Es kann eine stoffliche Wand fast ungehindert durchdringen. Neutronen lassen sich daher nicht in Stahlflaschen aufbewahren, wie dies kurz nach ihrer Entdeckung einmal vorgeschlagen worden ist. Eine Einwirkung auf andere Materie üben sie nur durch sogenannte Kernkräfte aus, das sind Kräfte, die erst wirksam werden, wenn das Neutron in unmittelbare Nähe (einige 10^{-13} cm) eines Atomkerns gerät. In diesem geringen Abstand wird es durch den getroffenen Kern aus seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung gestoßen, und am Kern läßt sich, falls das Neutron genügend Impuls hatte, ein Rückstoß beobachten. Durch diesen Effekt hat *Chadwick* die Entstehung von Neutronen bei gewissen Kernreaktionen nachgewiesen. Die uns im Laboratorium zur Verfügung stehenden Neutronen müssen alle unmittelbar vor ihrer Beobachtung durch Kernreaktionen erzeugt werden. Ebenso wie Neutronen durch Kernumwandlungen entstehen, sind sie auch umgekehrt imstande, solche hervorzurufen. Auf dieser Eigenschaft beruht heute die wichtigste Nachweismethode für sie. In § 18 wird davon eingehend die Rede sein.

Hat man im Laboratorium einen zunächst nicht bekannten Stoff, zum Beispiel einen künstlich erzeugten radioaktiven Körper, so bestimmt man seine Kernladung fast regelmäßig in der Weise, daß man seinen chemischen Charakter feststellt. Dadurch ist im allgemeinen das Element und damit auch die Kernladung bestimmt. In einigen Fällen wird auch durch die Radioaktivität des strahlenden Körpers die charakteristische Röntgenstrahlung des aus ihm entstehenden Zerfallsprodukts angeregt, deren Wellenlänge man gewöhnlich durch Messung der Absorption dieser Strahlung in verschiedenen Substanzen, insbesondere durch Festlegung der sogenannten Absorptionskante (s. auch § 46, Abb. 125), mit genügender Genauigkeit bestimmen kann. In einzelnen Fällen — bei sehr starken Strahlern — ist es auch möglich, diese Wellenlänge mit einem Röntgenspektrographen direkt zu messen. Durch diese charakteristische Wellenlänge der Röntgenstrahlung ist die Kernladung und damit das chemische Element eindeutig festgelegt.

§ 5. *Die Masse*

Wir wollen zunächst beschreiben, wie man überhaupt die Masse eines Atoms bestimmen kann und dann, wie man die verschiedenen Isotope eines einzelnen Elements analysiert und voneinander abtrennt. Schon seit langer Zeit sind die Chemiker imstande, jedem Element ein bestimmtes „Atomgewicht“ zuzuordnen. Diese Messungen der Chemiker haben aber immer nur relativen Charakter, man bestimmt durch sie

nicht die Masse oder das Gewicht der Atome selbst, sondern nur das Massen- oder Gewichtsverhältnis zwischen zwei Atomen. Man ordnet dem Element Sauerstoff willkürlich das Atomgewicht 16,00000 zu. Dann wird das Atomgewicht des leichtesten Elements, des Wasserstoffs angenähert 1, und ein erheblicher Teil der Atomgewichte der verschiedenen Elemente ergibt sich als angenähert ganzzahlig. Sauerstoff hat man schon seit *Berzelius* als Normale gewählt, weil dieses Element für die chemische Untersuchung besonders geeignet ist. Man kann nun die Atomgewichte anderer Elemente durch einfache Wägungen mit dem des Sauerstoffs vergleichen. Man findet zum Beispiel durch quantitative Analyse, daß in der Verbindung Aluminiumoxyd (Al_2O_3), in der auf je 3 Atome Sauerstoff immer 2 Atome Aluminium kommen, das Gewichtsverhältnis von Aluminium zu Sauerstoff regelmäßig $1{,}123_8 : 1$ ist; also wiegen zwei Aluminiumatome $1{,}123_8$mal soviel wie drei Sauerstoffatome. Das heißt, das Atomgewicht des Aluminiums ist $16{,}00000 \times 1{,}123_8 \times 3/2 = 26{,}97$. Die exakte Atomgewichtsbestimmung ist so für jedes einzelne Element durch sehr genaue chemische Analyse durchführbar, und zwar im Durchschnitt mit einer Genauigkeit von wenigstens $1^0/_{00}$, oft auch $0{,}1^0/_{00}$.

Obwohl der Chemiker Atom„gewicht" sagt, interessiert ihn in Wirklichkeit die Masse des Atoms, nicht sein Gewicht, das ist die Kraft, mit der es gegen den Erdmittelpunkt gezogen wird. Man sieht das am besten, wenn man überlegt, daß es paradox ist, vom „Gewicht" eines Atoms im freien Weltraum zu reden, wo es praktisch kein Schwerefeld, also kein Gewicht, sehr wohl aber eine Masse gibt.

Aber da wir die Atomgewichte ja tatsächlich als unbenannte Relativzahlen definiert haben, begehen wir wenigstens keinen Dimensionsfehler, wenn wir den unkorrekten, aber doch eingebürgerten Ausdruck „Atomgewicht" verwenden. Um aus diesen chemischen Atomgewichten, die relative Zahlen sind, die absoluten Massen bestimmter einzelner Atome zu berechnen, muß man noch wissen, wie viele Atome in einer bestimmten Menge der betreffenden Substanz enthalten sind. Als Mengeneinheit für ein bestimmtes Element oder für eine bestimmte Molekülsorte nimmt der Chemiker ein Mol, das heißt so viele Gramm, wie beim Element das Atomgewicht, beim Molekül das Molekulargewicht, also die Summe der Atomgewichte der im Molekül enthaltenen Atome angibt. Ein Mol Sauerstoffatome ist also 16,00000 g Sauerstoff. Die Zahl, welche angibt, wieviel Atome beziehungsweise Moleküle in einem Mol enthalten sind, heißt die *Loschmidt*sche Konstante. Sie ist durch eine große Reihe verschiedenartiger physikalischer Methoden bestimmbar, zum Beispiel aus der Gitterkonstanten von Kristallen, aus der *Brown*schen Bewegung, aus der Oberflächenspannung dünnster Lamellen, aus dem Blau des Himmels und durch viele andere. Es würde im Rahmen dieses Buches zu weit führen, näher auf sie einzugehen, man kann in jedem elementaren Physikbuch darüber nachlesen. Eine der genauesten Methoden ist die Messung der *Faraday*schen Konstanten, das heißt derjenigen Elektrizitätsmenge, die bei der Elektrolyse durch ein Mol einer einwertigen Substanz transportiert wird, kombiniert mit der Messung der Ladung eines einzelnen Elektrons

im Schwebekondensator. Die erste Messung gibt uns die Ladung F von einem Mol Elektrizität, die zweite die Ladung e von einem Atom Elektrizität. Dividiert man beide Zahlen durch einander, so muß man also die Zahl der Atome im Mol erhalten. Die heute sichersten Meßwerte sind $F = 96520 \pm 1$ Cb, $e = (1{,}60206 \pm 0{,}00003) \times 10^{-19}$ Cb. Daraus berechnet sich die *Loschmidt*sche Konstante zu $(6{,}0248 \pm 0{,}0002) \times 10^{23}$. Diese Zahl ist etwa auf $^1/_{30}\,^0/_{00}$ genau bekannt. Wenn wir die relativen Atomgewichte durch die *Loschmidt*sche Konstante dividieren, dann erhalten wir die Masse eines einzelnen Atoms in Gramm. Ein Sauerstoffatom wiegt also $16{,}00000 : (6{,}0248 \times 10^{23}) = 2{,}6557 \times 10^{-23}$ g. Diese Masse ist absolut natürlich nicht mit größerer Genauigkeit bekannt als die *Loschmidt*sche Konstante. Die eben angegebenen Werte von F und L beziehen sich auf die physikalische Werteskala. Diese weicht, wie wir gleich ausführen werden, um einen Faktor 1,000272 von der chemischen ab. Nach der chemischen Skala ist $F = 96494$ Cb und $L = 6{,}0232 \times 10^{23}$ Atome pro Mol.

Die Physik liefert uns noch eine von jeder chemischen Analyse unabhängige Methode, um die Masse eines Atoms zu bestimmen. Das Prinzip ist das folgende: Man läßt aus einer geeigneten Gasentladung die elektrisch positiv geladenen Ionen durch einen Kanal in der Kathode in einen hochevakuierten Meßraum treten. Dort durchläuft der Ionenstrahl oder „Kanalstrahl" gleichzeitig oder kurz nacheinander ein elektrisches und ein magnetisches Feld. Dabei erfährt er eine bestimmte Ablenkung von seiner ursprünglichen Bahn. Die elektrische Kraft K_e ist gegeben durch das Produkt aus der elektrischen Feldstärke E und der elektrischen Ladung $n \times e$ des Teilchens. Die durch diese Kraft bewirkte seitliche Beschleunigung ist also $\frac{Ene}{m}$ wobei m die Masse des Teilchens ist. Die Kraft wirkt während der Zeit, die das Teilchen braucht, um das elektrische Feld zu durchfliegen, also während einer Zeit $t = l_e/v$, wobei l_e die Weglänge innerhalb des elektrischen Feldes bedeutet und v die Geschwindigkeit des Teilchens. Die elektrische Ablenkung am Ende des Feldes ist daher gegeben durch

$$x = \frac{1}{2} \frac{Ene}{m} \frac{l_e^2}{v^2}. \tag{1}$$

Legt das Teilchen von der Mitte des Feldes noch eine Strecke a bis zu einem außerhalb des Feldes liegenden Beobachtungsort zurück, so ist dort die Ablenkung

$$x' = \frac{2a}{l_e} x. \tag{2}$$

Im magnetischen Feld mit der Feldstärke B ist die Kraft $K_m = B \times n\, e \times v$. Ist die Weglänge im magnetischen Feld l_m, also die Zeit, die das Teilchen braucht, um das magnetische Feld zu durchfliegen $t = l_m/v$, so ist die Ablenkung am Ende des magnetischen Feldes (für kleine Ablenkungswinkel)

$$y = \frac{1}{2} \frac{Bnel_m^2}{m\,v}. \tag{3}$$

Für die Ablenkung y' an einem im Abstand b von der Feldmitte liegenden Beobachtungsort ergibt sich entsprechend

$$y' = \frac{2\,b}{l_m}\,y. \tag{4}$$

x und y sind der Messung direkt zugänglich. Ebenso kann man E und B messen. Sind diese Größen bekannt, so kann man aus den beiden obigen Gleichungen $n \cdot e/m$ und v ausrechnen.

Im einfachsten Falle wählt man die Stellung des Magnetfeldes und des elektrischen Feldes parallel, so daß elektrische und magnetische Ablenkung senkrecht aufeinanderstehen. Nach dem Durchlaufen der Felder läßt man den Strahl auf eine photographische Platte fallen. Da die Teilchen im Kanalstrahl alle möglichen Geschwindigkeiten bis zu einer Höchstgeschwindigkeit annehmen können, erhält man für jedes $n \cdot e/m$ auf der Platte ein Kurvenstück aufgezeichnet, das, wie man aus den Gleichungen sieht, der Ast einer Parabel sein muß. Für jeden möglichen Wert von $\mathrm{n} \cdot e/m$ erhält man einen besonderen Parabelast. n bedeutet physikalisch die Zahl der Elektronen, die bei der Ionisierung vom Atom losgerissen worden sind. Es kann praktisch immer nur kleine ganzzahlige Werte annehmen, insbesondere 1 und 2, so daß man bei der Durchführung des Versuchs eigentlich nie im Zweifel sein kann, welchen Wert von n man für jede Parabel zu wählen hat. Man kann daher aus den gefundenen Meßwerten auch die Zahl m, das heißt die Masse des Atoms direkt berechnen. Diese Berechnung gibt uns nicht nur einen Vergleichswert zwischen zwei Massen, sondern sie gibt uns direkt den Absolutwert für m in Gramm, wenn wir alle anderen Zahlen in CGS-Einheiten einsetzen.

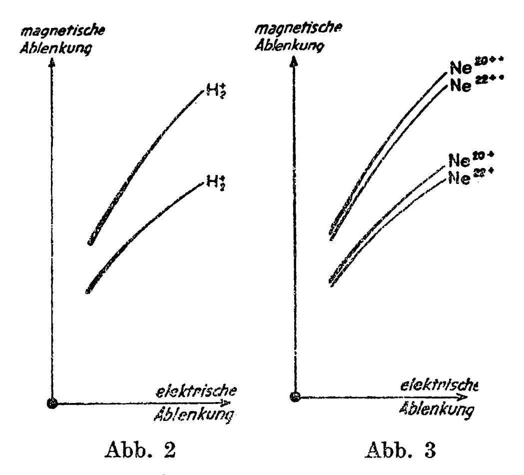


Abb. 2 Abb. 3

Abb. 2. Ablenkparabeln für Wasserstoffkanalstrahlen im elektrisch-magnetischen Feld (schematisch).
Abb. 3. Ablenkparabeln für Neonkanalstrahlen im elektrisch-magnetischen Feld (schematisch).

Zur Veranschaulichung des Verfahrens betrachten wir die Abb. 2. Sie stellt schematisch eine Aufnahme dar, wie man sie nach der eben beschriebenen Methode mit Wasserstoffkanalstrahlen erhält. Von Wasserstoff gibt es nur ein einziges Ion, das heißt, n kann nur den Wert 1 annehmen, da das Wasserstoffatom nur ein einziges Elektron enthält. Wir haben daher für jede Masse nur ein einziges Parabelstück auf der Aufnahme. Die vorkommenden (relativen) Ionenmassen sind 1 für das Atom H und 2 für das Molekül H_2. Das schwere Isotop ist zu selten, um durch diese Methode zur Beob-

achtung zu gelangen. Auch würde sich die zugehörige Kurve mit der H_2-Parabel decken. Auf einer wirklichen Aufnahme würde man neben den beiden in der Abbildung gezeichneten Parabelästen noch einige schwächere sehen, welche von Verunreinigungen kommen, insbesondere von Kohlenwasserstoffen aus den für die Dichtungen der Apparatur verwendeten Fetten, die praktisch nie ganz zu vermeiden sind. Würde man die Aufnahme auswerten, so erhielte man für die Masse des Wasserstoffatoms $1,66 \times 10^{-24}$ g. Allerdings ist die Meßgenauigkeit nicht so groß, daß man die letzte angegebene Stelle noch exakt bestimmen kann. Dies entspricht einem Atomgewicht des Wasserstoffs von 1,0.

Macht man den Versuch nicht mit Wasserstoff, sondern mit bestimmten anderen Elementen, so kann man in vielen Fällen eine Besonderheit feststellen, durch die zuerst *J. J. Thomson* auf eine prinzipiell neue physikalische Tatsache geführt wurde. Wir betrachten zu diesem Zweck das Schema in Abb. 3. Für diese Aufnahme ist ein Kanalstrahl verwendet, der aus den Atomen des Edelgases Neon besteht. Das chemische Atomgewicht von Neon ist 20,2. Es zeigt sich aber, daß an der Stelle, die einem Atomgewicht 20,2 entspricht, keine Parabel aufgezeichnet ist, sondern man findet eine Parabel an der Stelle $A = 20$ und eine zweite, etwa zehnmal schwächere an der Stelle $A = 22$. Dies bedeutet folgendes: Neon besteht in Wirklichkeit nicht aus einer einheitlichen Atomsorte mit dem Atomgewicht 20,2, sondern aus einer Mischung von zwei verschiedenen Atomsorten mit den Atomgewichten 20 und 22. Durch genügend lange Belichtung konnte man später zeigen, daß auch noch eine kleine Menge einer dritten Atomsorte mit dem Atomgewicht 21 vorhanden ist. Analoges hat man später noch bei einem großen Teil der übrigen Elemente gefunden. Nur verhältnismäßig wenige Elemente, zum Beispiel Natrium und Aluminium, bestehen aus einer einheitlichen Atomsorte. Der größere Teil der Elemente ist aus einer Anzahl Atomsorten von verschiedenen Massen zusammengesetzt. Diese verschiedenen Atomsorten des gleichen Elements bezeichnet man heute nach einem Vorschlag von *Soddy* als „Isotope“[1]. Die Atomgewichte dieser einzelnen Isotope sind alle mit großer Annäherung ganzzahlig. Man bezeichnet die dem Atomgewicht benachbarte ganze Zahl als *Massenzahl*. Neon besteht also aus drei Isotopen mit den Massenzahlen 20, 21 und 22.

Um die einzelnen Isotope eines Elements zu kennzeichnen, setzt man die Massenzahl rechts oben als Index an das betreffende chemische Symbol[2]. Die drei Neonisotope bezeichnet man demnach mit Ne^{20}, Ne^{21} und Ne^{22}.

Da die physikalischen und chemischen Einwirkungen auf die Elemente in der Natur im wesentlichen durch Eigenschaften der Atomhülle bedingt sind, die wegen der gleichen Kernladung bei den verschiedenen Isotopen eines Elements gleich ist, treten die Isotope eines Elements überall im gleichen Verhältnis gemischt auf; denn es

---

[1] ἴσος τόπος (griechisch) = gleicher Platz (nämlich im periodischen System).

[2] Die Bezeichnungsweise ist nicht ganz einheitlich, in der chemischen Literatur schreibt man die Massenzahl auch links oben, also ^{20}Ne.

findet ja nirgends eine Entmischung statt. Daher kommt es, daß die Chemiker für jedes Element ein einheitliches Atomgewicht feststellen können. So ergibt sich beispielsweise das Atomgewicht des Chlors zu 35,46, ganz gleichgültig, woher die untersuchte Probe genommen wird. Dennoch besteht Chlor aus zwei verschiedenen Atomarten, einem Isotop mit der Masse 35 und einem mit der Masse 37. Das Mischungsverhältnis dieser beiden Isotope ist immer gleich, nämlich rund 3 : 1. Die Atomgewichte der einzelnen Isotope der Elemente ergeben sich alle als angenähert ganzzahlig.

Die eben beschriebene Parabelmethode hat noch gewisse Mängel, insbesondere ist die Anordnung sehr „lichtschwach". Man muß zunächst aus dem Kanalstrahlbündel, das immer verhältnismäßig breit und etwas divergent ist, durch Blenden ein möglichst enges paralleles Bündel aussondern, was natürlich einen starken Intensitätsverlust bedeutet. Außerdem erhält man für jeden Wert von $n \cdot e/m$ ein verhältnismäßig langes Kurvenstück, über das die noch übrigbleibende Intensität verteilt ist. Um diese Mängel zu beseitigen, konstruierte *Aston* einen neuen Apparat, bei dem magnetische und elektrische Ablenkung nicht mehr senkrecht aufeinanderstehen, sondern im entgegengesetzten Sinne wirken. Magnetisches und elektrisches Feld stehen dabei in einem gewissen Abstand voneinander. Bei geeigneter Anordnung und Dimensionierung der Felder läßt sich erreichen, daß alle Teilchen, die gleiches $n \cdot e/m$, aber verschiedene Geschwindigkeiten haben, nach dem Durchlaufen des zweiten Feldes wieder auf einen Punkt vereinigt werden, so wie es schematisch in Abb. 4 dargestellt ist. Dabei liegen diese Vereinigungspunkte für verschiedene $n \cdot e/m$-Werte an verschiedenen Stellen. Bringt man eine photographische Platte in die Ebene, in der diese Punkte liegen, so kann man aus der Schwärzung auf der Platte direkt die Isotopenzusammensetzung des untersuchten Elements ermitteln. Die Eingangsblende ist schlitzförmig gemacht, so daß jedes einzelne Isotop ein kleines Bild dieses Schlitzes auf die Platte zeichnet. Die Aufnahme hat daher Ähnlichkeit mit einer Spektralaufnahme. Man nennt diese von *Aston* konstruierte Apparatur deswegen einen „Massenspektrographen". Mit dem Massenspektrographen konnte *Aston* zeigen, daß die Atomgewichte der einzelnen Isotope nahezu ganzzahlig sind, wenn man, wie das bei den Chemikern schon immer üblich war, das Atomgewicht des Sauerstoffs gleich 16,00000 setzt. Diese Beobachtung legte die Vermutung nahe, daß alle Atome aus einheitlichen Bausteinen vom Atomgewicht 1 zusammengesetzt seien. Wir werden darüber später noch ausführlicher sprechen.

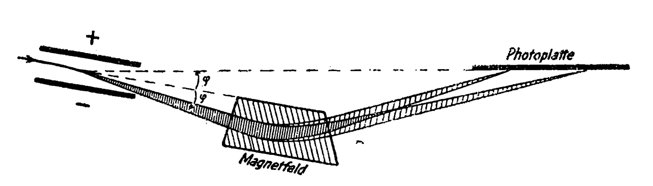


Abb. 4. Schema eines Massenspektrographen mit Geschwindigkeitsfokussierung.

Nach einem etwas anderen Prinzip hat *Dempster* einen Massenspektrographen aufgebaut. Die in einer geeigneten Ionenquelle I ionisierten Atome des zu untersuchenden Elements werden durch eine bestimmte elektrische Potentialdifferenz V beschleunigt, so daß Ionen mit gleichem e/m auch gleiche Geschwindigkeit v erhalten. Sie gelangen durch einen Schlitz S (siehe Abb. 5) in ein homogenes Magnetfeld B. In diesem Magnetfeld laufen die Ionen auf Kreisbahnen mit dem Radius eB/mv. Auch wenn sie mit etwas verschiedenen Richtungen ankommen, werden die durch den Schlitz S gelaufenen Ionen mit gleichem e/m alle nach Durchlaufen eines Halbkreises wieder auf einen Punkt vereinigt, zum Beispiel A_1. Ionen mit einer etwas anderen Masse gelangen auf einen davon verschiedenen Punkt, zum Beispiel A_2. Auf diese Weise erhält man in der Ebene A_1 A_2 ein Massenspektrum, das man entweder durch eine photographische Platte oder mit einem geeigneten anderen Nachweisgerät für ionisierende Strahlen aufnehmen kann. Dieser *Dempster*sche Massenspektrograph fokussiert also Ionenstrahlen, die an der Eingangsblende gleiche Geschwindigkeit, aber etwas verschiedene Richtung haben.

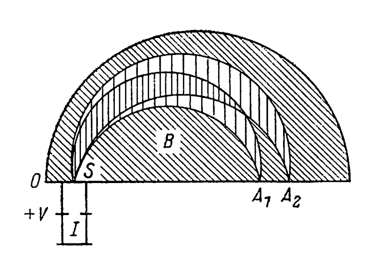


Abb. 5. Schema des *Dempster*schen Massenspektrographen mit magnetischer Richtungsfokussierung.

Die Massenspektrographen wurden später in ihrer Konstruktion noch erheblich verbessert, zunächst durch *Aston* selber, dann vor allem durch *Bainbridge* und durch *Mattauch*. Die Verbesserungen bestanden zunächst darin, daß es gelang, doppelt fokussierende Apparate zu bauen, in denen Teilchen mit verschiedenen Geschwindigkeiten, wie im ursprünglichen *Aston*schen Apparat, und auch solche, die zunächst in etwas verschiedenen Richtungen laufen, auf einem Punkt der Platte vereinigt werden.

Dabei wurde von dem Umstand Gebrauch gemacht, daß in einem Magnetfeld auch bei Ablenkung um weniger als 180° eine Abbildung erzielbar ist, wenn Spalt- und Bildpunkt nicht an der Begrenzung des Feldes liegen, sondern in einen gewissen Abstand vom Feld gebracht werden. Das Verfahren ist durch Abbildung 6 erläutert. Man beachte dabei, daß jeweils die beiden zum gleichen Bündel gezeichneten Bahnen gleichen Krümmungsradius haben, aber nicht konzentrisch sind.

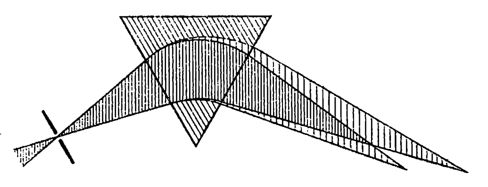


Abb. 6. Richtungsfokussierung durch ein magnetisches Sektorfeld.

Eine analoge Abbildung wie im magnetischen Feld kann man in einem elektrischen Feld bei Anwendung von zylindrischen Kondensatoren (Abbil-

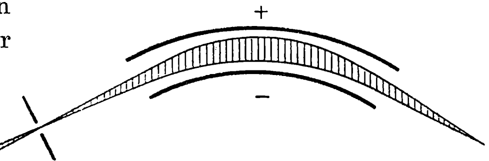


Abb. 7. Richtungsfokussierung mit Hilfe eines Zylinderkondensators.

dung 7) nach Durchlaufen eines Bogens von 127° ($= \pi \sqrt{2}$) erhalten, wie sich durch Rechnung zeigen läßt. Die Rechnung ist hier etwas komplizierter als beim magnetischen Feld, denn die Geschwindigkeit der Ionen ist nicht mehr konstant, sondern in der Nähe der positiven Platte etwas kleiner als in der Nähe der negativen. Daher ist die Bahn in der Nähe der positiven Platte trotz der dort geringeren Feldstärke etwas stärker gekrümmt als in der Nähe der negativen. Analog zu den eben beschriebenen Verhältnissen im Magnetfeld läßt sich auch der im elektrischen Feld durchlaufene Bogen verkürzen, wenn man Blende und Bildpunkt in entsprechende Entfernung vom Feld legt. Damit hat man genug Freiheitsgrade, um den ursprünglichen *Aston*schen Apparat in einen doppelt fokussierenden umzubauen, gemäß Abb. 8. Elektrisches und magnetisches Feld geben je eine Richtungsfokussierung, beide zusammen eine Geschwindigkeitsfokussierung.

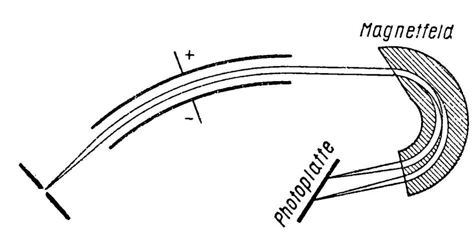


Abb. 8. Schema eines doppelt fokussierenden Massenspektrographen nach *Mattauch* und Mitarbeitern.

Neben der Lichtstärke oder besser gesagt „Transmission", da es sich ja gar nicht um Licht handelt, konnte auch die Abbildungsschärfe sehr verbessert werden, indem man an den elektrischen und magnetischen Feldern bestimmte, ziemlich mühsam zu berechnende Korrekturen anbrachte. Dadurch wurde es möglich, die Auflösung des Apparates sehr zu vergrößern, das heißt, den Abstand zwischen zwei Linien, welche Isotopen zugehören, die sich im Atomgewicht um eine Einheit unterscheiden, dividiert durch die infolge der Unvollkommenheit des Geräts auftretende Breite einer Linie. Durch die genannten Verbesserungen konnten physikalisch zwei Dinge erreicht werden. Erstens konnte man jetzt auch verhältnismäßig seltene Isotope noch auffinden, und zweitens konnte man die Masse eines einzelnen Isotops mit sehr viel größerer Genauigkeit bestimmen.

Schon bei dem verbesserten zweiten Gerät von *Aston* wurden kleine Abweichungen der Isotopenmassen von der Ganzzahligkeit bemerkbar. Die Abweichungen sind von der Größenordnung 1/10000 des Atomgewichts; im allgemeinen sind die Massen ein wenig zu klein, wenn man die Masse des Sauerstoffs = 16,00000 setzt. Abb. 135 auf Tafel II im Anhang zeigt eine Aufnahme von *Mattauch*, die verschiedene Ionenarten in der Umgebung der Massenzahl 20 darstellt. Der Unterschied in der spezifischen Ladung, also den $n \cdot e/m$-Werten, zwischen den beiden äußersten Linien, denen für doppelt ionisiertes Argon (A^{40}) und für schweres Methan ($C^{12}D_4$), ist nur 0,38°/₀. Derartige Aufnahmen erlauben einen äußerst genauen Vergleich zwischen den exakten Atomgewichten verschiedener Isotope.

Mit Massenspektrographen wurden alle Elemente untersucht, und es zeigte sich, daß der größte Teil von ihnen aus mehreren Isotopen besteht. Nur wenige, immer solche mit ungerader Kernladungszahl, sind einfach, andere haben recht hohe

Isotopenzahlen. Am meisten Isotope, nämlich zehn, wurden beim Zinn gefunden. Die Verteilung der Isotope im periodischen System ist nicht regellos; es zeigen sich eine Reihe von Gesetzmäßigkeiten, deren Aufdeckung vor allem das Verdienst von *Mattauch* ist. Die leichten Elemente haben im allgemeinen nur wenige Isotope, in der Mitte des Systems ist die Isotopenzahl besonders groß, für schwere Elemente nimmt sie wieder erheblich ab. Elemente mit ungerader Kernladung haben höchstens zwei stabile Isotope, die sich — außer bei den ersten vier dieser Elemente — immer um zwei Einheiten in der Massenzahl unterscheiden. Die Massenzahlen dieser Kerne sind regelmäßig ungerade, wieder mit Ausnahme der vier Kerne H^2, Li^6, B^{10} und N^{14}. Die Elemente mit gerader Ordnungszahl haben im allgemeinen mehrere stabile Isotope, von denen höchstens zwei ungerade Massenzahlen haben. Die einzige Ausnahme davon macht Zinn mit drei ungeraden Isotopen. Die zwei ungeraden Isotope unterscheiden sich wieder regelmäßig um zwei Einheiten. Die geraden Massenzahlen von Isotopen des gleichen Elements bilden immer eine lückenlose Reihe gerader Zahlen. Die einzige Ausnahme hiervon machen die Isotope des Samariums, wo das Atomgewicht 146 zwischen 144 und 148 fehlt. Dies kommt daher, daß Sm^{146}, ein Alphastrahler mit 50 Millionen Jahren Halbwertszeit, seit der Bildung der auf der Erde vorhandenen Elemente bereits vollständig umgewandelt ist. Wie wir später noch sehen werden, beziehen sich die angegebenen Regeln alle auf Stabilität gegenüber Betaumwandlungen; die Alphastrahler müssen im Sinne dieser Systematik unter die stabilen Kerne eingereiht werden. Außer bei den sehr leichten Elementen Chlor und Kalium und dem schon in der Gegend der natürlichen Radioaktiven liegenden Element Thallium haben zwei Isotope mit ungeradem Atomgewicht immer nahezu die gleiche Häufigkeit; das Häufigkeitsverhältnis vom häufigen zum anderen Isotop ist immer kleiner als zwei. Neben den erwähnten liegen von dieser Regel drei weitere Ausnahmen vor, auf die wir noch eingehen werden, da sie auch in anderer Hinsicht bemerkenswert sind. Es ist anzunehmen, daß hier das seltenere Isotop nicht stabil ist.

Bisher haben wir nur Gesetzmäßigkeiten über den Isotopenaufbau der Elemente besprochen, wir haben also Kerne gleicher Ladung miteinander verglichen. Wichtiger als die Ladung ist aber für das innere Gefüge eines Atomkerns seine Masse, das heißt die Gesamtzahl der ihn aufbauenden schweren Elementarteilchen. Unter diesem Gesichtspunkt zeigen sich folgende Regeln: Zu jeder Massenzahl gibt es mindestens einen stabilen Kern. Ausnahmen machen nur die Massenzahlen 5 und 8. Zu einer ungeraden Massenzahl existiert regelmäßig nur ein einziger stabiler Kern; die wenigen Ausnahmen werden später (§ 25) besprochen. Mit gerader Massenzahl gibt es, vor allem in der Mitte des periodischen Systems, häufig zwei oder drei Isobare — als solche bezeichnet man Kerne mit gleichen Massenzahlen —, die sich jeweils um zwei Einheiten in der Kernladung unterscheiden. Auf die Begründung dieser Gesetzmäßigkeiten aus dem Aufbau der Atomkerne heraus werden wir in einem späteren Abschnitt (§ 25) eingehen.

Bei fast allen Isotopen zeigten sich kleine, aber gut meßbare Abweichungen von der Ganzzahligkeit. Meist war die Masse um einige Zehntausendstel zu klein. Diesen Massendefekt deutete *Aston* als Packungseffekt. Das heißt, durch die dichte Packung der einzelnen Bestandteile des Atomkerns sollten diese ein klein wenig von ihrer Masse verlieren. Was das bedeutet wird klar, wenn wir an die Äquivalenz von Masse und Energie denken. Jeder Energie kann man eine bestimmte Masse zuschreiben, gemäß der Gleichung

$$E = m c^2,$$

wo E die Energie, m die ihr äquivalente Masse und c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet[1]). Nun muß einem Kern eine bestimmte Energiemenge zugeführt werden, wenn man ihn in seine Elementarteile zersprengen will. Um die dieser Energie äquivalente Masse muß der Kern demnach leichter sein als die Summe der Massen seiner Elementarbestandteile. Man kann den Massendefekt also als Bindungsenergie des Kerns bezeichnen. Er spielt für dessen Stabilität eine sehr wesentliche Rolle. Wir werden in § 25 noch darauf zurückkommen. Der atomaren Masseneinheit, also einem Sechzehntel der Masse eines Sauerstoffatoms O^{16}, ist eine Energie von 931 MeV[2]) äquivalent.

Die heutigen Massenbestimmungen mit Massenspektrometern sind im allgemeinen genauer als die chemischen Atomgewichtsbestimmungen. Eine wesentliche Verbesserung der chemisch bestimmten Atomgewichtswerte ist kaum mehr möglich, da bei allen chemischen Reaktionen sehr kleine, mit guten Massenspektrometern aber doch schon meßbare Verschiebungen der Isotopenverhältnisse auftreten. Das chemische Atomgewicht ist also gar keine mit beliebiger Genauigkeit definierbare Größe.

Die exakten Massen der einzelnen Atome sind in Tabelle III, Spalte 6 (im Anhang) angegeben. Man beachte, daß die angegebenen Atomgewichte die relativen Massen der neutralen Atome darstellen. Will man die Masse des Kerns allein wissen, so muß man die Massen der Hüllenelektronen abziehen. Da das „Atomgewicht" des Elektrons 0,00054 ist, ist für ein Element mit der Ordnungszahl Z und dem Atomgewicht A die Masse des Kerns allein $A - 0{,}00054\,Z$.

Eine gewisse Schwierigkeit trat für die genauen Massenbestimmungen auf, als man noch zwei seltene Isotope des Elements Sauerstoff entdeckte mit den Massen 17 und 18. Die Chemiker beziehen ihre Atomgewichte auf das auf der Erde vorkommende

---

[1]) *Hasenöhrl* hatte zuerst, im Jahre 1904, gefunden, daß man der Energie eine bestimmte Masse zuschreiben muß, und die angegebene Gleichung aufgestellt, allerdings noch mit einem unrichtigen Zahlenfaktor 8/3. *Einstein* leitete die Gleichung ein Jahr später aus der speziellen Relativitätstheorie ab.

[2]) 1 Elektronvolt (eV) ist die Energie, die e i n Elektron, oder eine Elementarladung, erhält, wenn es durch eine Potentialdifferenz von 1 Volt beschleunigt wird. Die gelegentlich zu findende Schreibweise „Elektronenvolt" ist sprachlich falsch, denn Elektron ist hier weder Genitiv noch Plural, sondern Nominativ Singular. Eine Übersicht über die wichtigsten Energieeinheiten befindet sich im Fachlexikon (Anhang) unter „Energie".

Gemisch der Sauerstoffisotope, dem sie ein mittleres Atomgewicht 16,00000 zuschreiben. Die Physiker müssen sich bei den genauen Messungen am Massenspektrographen aus meßtechnischen Gründen auf das Atomgewicht des Hauptisotops des Sauerstoffs beziehen und schreiben diesem die Masse 16,00000 zu. Um das genaue Verhältnis zwischen diesen beiden Meßskalen feststellen zu können, muß man das Häufigkeitsverhältnis der Sauerstoffisotope sehr genau kennen. Als genaueste Relation gilt heute, daß das Atomgewicht der Isotopenmischung Sauerstoff chemisch 16,00000 und physikalisch 16,00435 ist. Die Masse des Isotops O^{16} ist physikalisch 16,00000 und nach der chemischen Skala 15,99564. Bei genauen Messungen muß dieser Unterschied beachtet werden. In den Tabellen ist in Tabelle II das Atomgewicht nach der chemischen Skala angegeben. In Tabelle III stehen die Massen der Isotope nach der physikalischen Skala.

§ 6. *Isotopentrennung*

Sobald die Existenz von Isotopen bekannt war, versuchte man auch, sie voneinander zu trennen oder wenigstens das sonst immer konstante Mischungsverhältnis zu verändern. Zunächst suchte man dazu Eigenschaften des betreffenden Stoffes auszunützen, die stark von seinem Atomgewicht abhängen. Solche sind zum Beispiel die Verdampfungsgeschwindigkeit und die Diffusionsgeschwindigkeit der gasförmigen Substanz. Anfangs hatte man nur mit der Verdampfungsmethode Erfolg. Es gelang *v. Hevesy* durch Destillation von Quecksilber und später auch von Kalium im Vakuum einen Rückstand zu erhalten, in dem die schwereren Bestandteile in gut meßbarem Verhältnis angereichert waren. Auf Grund des Diffusionsprinzips funktionieren zwei von *Gustav Hertz* konstruierte Apparaturen. Bei der ersten *Hertz*schen Anlage wird das eingefüllte Gas durch geeignet angelegte Pumpkreisläufe so geleitet, daß immer ein Teil davon durch poröse Wände diffundiert. Dabei diffundiert das leichtere Isotop jedesmal etwas bevorzugt. Nach hinreichend vielen Stufen — etwa 20 — gelang es zum Beispiel, das schwere Isotop des Edelgases Neon vollständig zu isolieren.

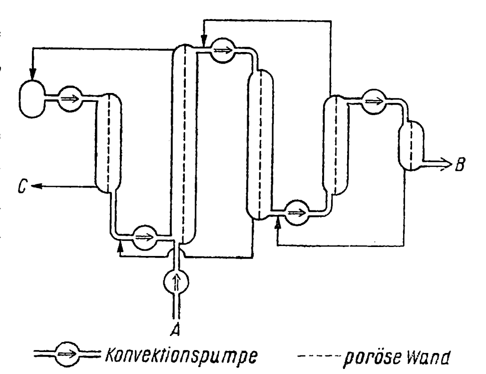


Abb. 9. Schema einer Diffusionsanlage zur Isotopentrennung. Bei *A* wird das zu trennende Gemisch zugeführt. Bei *B* kann das angereicherte leichte Isotop abgezapft werden. Bei *C* wird das verarmte Gemisch wieder abgelassen.

Auch für Gase von hohem Molekulargewicht hat sich dieses Verfahren bewährt. Nach ihm wird im größten Maßstab Uran 235, das nur zu 0,7% in natürlichem Uran enthalten ist, von dem Hauptisotop getrennt. Dabei kommt das Uran in Form von

Uranhexafluorid zur Anwendung, der einzigen Uranverbindung, die bei mäßiger Temperatur genügenden Dampfdruck hat. Abb. 9 zeigt ein Schema einer derartigen Anlage. Bei A strömt das zu trennende Gas zu, bei B kann ein mit dem leichten Isotop angereichertes Gemisch entnommen werden, bei C ein an diesem Isotop verarmter Rückstand. Der Trennfaktor der einzelnen Stufe ist hier sehr klein. Trotzdem sind vor allem in USA Anlagen gebaut, die in mehr als 3000 Stufen ein Uran mit über 90% Uran 235 herstellen. Der Leistungsbedarf einer derartigen Anlage liegt in der Größenordnung Gigawatt. Die Anlage bedeckt ein Areal von rund einem Quadratkilometer. Nach dem Anlaufen dauert es etwa ein halbes Jahr, bis sich das Gleichgewicht eingestellt hat. Die Jahresproduktion an hochangereichertem Uran 235 ist dann mehrere Tonnen. Um das ursprüngliche *Hertz*sche Verfahren in ein großtechnisches auszubauen war es notwendig, an Stelle der ursprünglich verwendeten Tonzylinder neue Trennwände zu entwickeln. Diese müssen möglichst viele und möglichst feine Poren haben, dabei möglichst dünn sein und doch möglichst hohe Druckunterschiede aushalten. Die Wirtschaftlichkeit einer Anlage hängt entscheidend davon ab, inwieweit die Diffusionswände diesen Forderungen gerecht werden. Ihre tatsächliche Ausführungsform wird geheimgehalten. Bei einer zweiten Anordnung von *Hertz* kamen die Diffusionswände in Wegfall; das Gas der zu trennenden Probe diffundierte jetzt teilweise in den Quecksilberdampfstrahl einer Diffusionspumpe, so daß der schneller diffundierende Anteil von diesem mitgerissen wurde.

Mit hohen Drücken arbeitet ein von *E. Becker* entwickeltes Verfahren. Es beruht darauf, daß ein gasförmiges Isotopengemisch mit Schallgeschwindigkeit aus einer Düse ausströmt. Der hinter der Düse quer zur Strahlrichtung expandierende Strahl wird durch eine Abschälblende in zwei Teile zerlegt. In dem äußeren Teil ist das leichtere Isotop etwas angereichert. Die durchströmenden Mengen sind hier beträchtlich. Je geringer der abgeschälte Anteil gewählt wird, desto größer ist der Trennfaktor. Für die wirtschaftliche Ausnützung muß man ein Optimum zwischen abgeschälter Menge und Trennfaktor suchen. Es ist möglich, daß dieses Verfahren, wenn es gut durchentwickelt wird, mit der vorher erwähnten Trennwanddiffusion als technisches Großverfahren in Konkurrenz treten kann.

Ein verblüffend einfacher Apparat zur Isotopentrennung wurde von *Clusius* erfunden. Er beruht auf dem Prinzip der Thermodiffusion. Die thermodynamische Statistik lehrt, daß sich in einem Gas, welches Bereiche von verschiedener Temperatur enthält, an den warmen Stellen im allgemeinen ein ganz klein wenig mehr von den leichten Atomen befinden, als dem durchschnittlichen Mischungsverhältnis entspricht. Der Effekt ist allerdings so gering, daß er früher wenig beachtet worden war. *Clusius* machte ihn in folgender Weise zur Isotopentrennung nutzbar: Er brachte das zu trennende Isotopengemisch in ein vertikal stehendes, langes Glasrohr, in dessen Achse ein Heizdraht gespannt war (s. Abb. 10). Durch diese Heizung war die Rohrmitte wärmer als die Wandung, es befand sich also in der Mitte ein ganz geringfügiger Überschuß des leichteren Isotops. Die Erwärmung der Mitte hatte aber auch noch

eine andere Wirkung. Da warmes Gas geringere Dichte hat als kaltes, fand dauernd in der Mitte eine Strömung nach oben, an der Rohrwand eine solche nach unten statt. So wurde fortwährend das leichte Isotop etwas bevorzugt nach oben, das schwere nach unten geschafft. Ließ man den Apparat längere Zeit arbeiten, so fand sich schließlich im obersten Teil des Rohres das leichte Isotop in fast reinem Zustand an, im untersten Teil das schwere. *Clusius* und *Dickel* konnten aus einem 36 m langen Rohr, das mit gewöhnlichem Chlorwasserstoff gefüllt war, der $25^0/_0$ des schwereren Chlorisotops mit dem Atomgewicht 37 enthält, am oberen Rohrende täglich 8 cm³ dieses Isotops mit einem Reinheitsgrad von $99{,}4^0/_0$ abzapfen. Inzwischen ist das Verfahren auch an zahlreichen anderen gasförmigen Stoffen mit Erfolg angewandt worden.

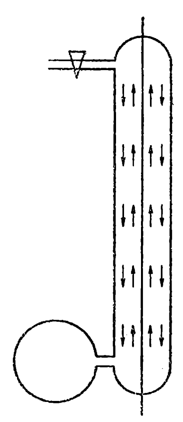


Abb. 10. Schema einer Isotopentrennanlage nach *Clusius*. In der gezeichneten Form dient der Apparat zur Abtrennung eines seltenen leichten Isotops.

Weitere Trennverfahren beruhen auf rein chemischen Prinzipien. Es zeigt sich nämlich, daß der Satz, Isotope seien nicht durch chemische Eingriffe voneinander zu trennen, doch nicht ganz richtig ist; obwohl er ursprünglich, als die inneren Zusammenhänge noch nicht klar erkannt waren, als Definition des Isotopenbegriffs gedient hatte. Wohl verhalten sich Isotope des gleichen Elements chemisch äußerst ähnlich, viel ähnlicher als zwei chemisch nah verwandte Elemente, etwa zwei seltene Erden; aber auch sie zeigen vielfach kleine Unterschiede in ihren Reaktionsgleichgewichten. Die Unterschiede sind allerdings so klein, daß man nie durch eine einzige Operation die Isotope eines Elements quantitativ voneinander trennen kann. Schon zur Trennung sich chemisch sehr nahestehender Elemente braucht man ja regelmäßig recht langwierige Anreicherungsverfahren. Zur Charakterisierung der Wirksamkeit eines Trennverfahrens dient die Angabe des Trennfaktors, einer Zahl, die angibt, um welchen Faktor das Isotopenverhältnis zwischen zwei miteinander im Gleichgewicht stehenden Phasen verschoben ist. Diese Trennfaktoren sind auch in günstigen Fällen im allgemeinen nur um wenige Prozent von eins verschieden. Um eine wirksame Trennung zu erhalten, muß man dafür sorgen, daß entweder durch zahlreiche hintereinander geschaltete Stufen, wie beim *Hertz*schen Verfahren, oder durch ein Gegenstromprinzip, wie beim Clusius-Verfahren, der Trennvorgang dauernd automatisch wiederholt wird. Es muß also die Phase, welche etwas mehr leichte Isotope enthält, dauernd in einer Richtung strömen, die andere Phase dauernd entgegengesetzt, genau so wie es auch beim Clusius-Verfahren der Fall ist, nur daß da die Verschiebung des Isotopenverhältnisses nicht durch die kleine Verschiedenheit eines chemischen Reaktionsgleichgewichts, sondern durch einen physikalischen Effekt bewirkt wird. Längs des ganzen Gegenstromapparats müssen die beiden Phasen natürlich in so engem Kontakt miteinander stehen, daß das Gleichgewicht zwischen ihnen immer sehr rasch wieder hergestellt wird. Es werden sich dann all-

mählich an einem Ende des Apparats die leichten, am anderen die schweren Isotope des betreffenden Elements ansammeln. Als gegenströmende Phasen wurden unter anderen folgende verwendet: zur Trennung von Kohlenstoffisotopen CN und HCN + H_2O, von Stickstoffisotopen NH_3 und NH_4OH + H_2O, zur Trennung von Schwefelisotopen SO_2 und H_2SO_3 + H_2O. Die besonders von *Urey* entwickelten Verfahren sind dabei immer so, daß die flüssige Phase über eine sehr große Oberfläche nach unten läuft und die gasförmige darüber nach oben streicht. Übrigens tritt bei den meisten chemischen Reaktionen eine ganz schwache Verschiebung des Mischungsverhältnisses der Isotope auf, die immerhin so groß ist, daß sie für die genauesten Atomgewichtsbestimmungen bereits von Einfluß sein kann.

Bei verschiedenen Substanzen kann man durch Elektrolyse verhältnismäßig schwache Verschiebungen des Isotopenverhältnisses erreichen. Die Elektrolyse eines flüssigen Elektrolyten brachte nur bei einer Lithiumchloridlösung einen gewissen Erfolg, wo man eine merkliche Verschiebung des Mischungsverhältnisses der Lithiumisotope erreichen konnte. Jedoch ist in diesem Fall der Trennfaktor nur 1,007. Durch Elektrolyse von festem Silberjodid konnte *Klemm* das Mischungsverhältnis der Silberisotope verändern. Einen Sonderfall bildet die Herstellung von schwerem Wasser durch Elektrolyse, auf die wir gleich noch näher eingehen.

Wie schon das erste Verfahren von *v. Hevesy* zeigt, hat man auch zwischen flüssiger und dampfförmiger Phase des gleichen Stoffes einen im allgemeinen allerdings sehr nahe bei eins liegenden Trennfaktor. Erst bei sehr tiefen Temperaturen kann dieser Trennfaktor in bestimmten Fällen Werte annehmen, die erheblich über eins liegen. In diesen Fällen läßt sich eine Isotopentrennung durch fraktionierte Destillation erreichen. Praktischen Wert hat das Verfahren zur Trennung der Wasserstoffisotope, wie wir weiter unten noch ausführen.

Mit Hilfe sehr schnell rotierender Zentrifugen, sogenannter Ultrazentrifugen, kann das Mischungsverhältnis von Isotopen in gasförmigen Verbindungen der betreffenden Elemente verschoben werden. Der Trennfaktor hängt in diesem Fall von der absoluten Massendifferenz Δm der zu trennenden Isotope ab, nicht, wie bei den meisten anderen Verfahren, von der relativen Massendifferenz $\Delta m/m$. Das Verfahren bietet daher besonders bei schweren Elementen Vorteile. Es besteht Aussicht, daß nach diesem Prinzip arbeitende Verfahren zur Trennung der Uranisotope in Form von UF_6 zumindest für kleinere Anlagen wirtschaftlich werden.

Vollständige Trennung kann man mit einem Apparat erhalten, der wie ein Massenspektrograph gebaut ist, jedoch an Stelle der photographischen Platte eine Auffangvorrichtung für die zu trennende Substanz besitzt. Mit kleineren, laboratoriumsmäßigen Apparaten ist die Ausbeute im allgemeinen nur sehr gering, gewöhnlich nur Bruchteile von einem Milligramm pro Tag. Trotzdem wurde das Verfahren mit großem Aufwand ausgebaut, um eine vollständige Abtrennung des Uranisotops U^{235} zu erreichen. Praktisch arbeitete man dabei mit Uranproben, in denen der Gehalt an U^{235} durch das oben erwähnte *Hertz*sche Verfahren gegenüber dem natürlichen Uran

schon erheblich erhöht war. Mit einer Großanlage wurden viele Kilogramm des seltenen Uranisotops rein dargestellt. Heute werden nach diesem Verfahren die Isotope eines großen Teils aller Elemente getrennt. Sie können für Forschungszwecke in kleinen Mengen — Größenordnung Milligramm bei selteneren, Gramm bei häufigeren Isotopen — aus Oak Ridge (USA) und Harwell (England) käuflich bezogen werden.

Verglichen mit den Isotopen anderer Elemente nehmen die Isotope des Wasserstoffs eine ganz besondere Stellung ein. Während sich sonst Isotope des gleichen Elements nur in seltensten Fällen im Atomgewicht um mehr als 10% unterscheiden, hat man bei den beiden stabilen Isotopen des Wasserstoffs ein Massenverhältnis 1 : 2. H^1 und H^2 verhalten sich daher in ihren chemischen Verbindungen merklich verschieden. Man hat deswegen für H^2 ein eigenes chemisches Symbol, D, eingeführt. Dem schweren Wasserstoffkern gab man in Analogie zum Proton den Namen Deuteron, die Verbindung D_2 bezeichnet man als Deuterium. Das Deuterium spielt heute nicht nur für den Kernphysiker eine ganz bedeutende Rolle, da das Deuteron für Kernumwandlungen besonders wirksam ist, sondern es dient auch dem Chemiker und dem Biologen als Indikator für das wichtige Element Wasserstoff (s. § 48).

Interessant sind die Eigenschaften des schweren Wassers, also der Verbindung D_2O. Nachstehende Tabelle gibt einen Vergleich verschiedener Eigenschaften des leichten und des schweren Wassers.

Eigenschaften des schweren Wassers

	H_2O	D_2O
Gefrierpunkt	0,0°	3,82°
Siedepunkt	100,0°	101,42°
Größte Dichte	1,0000	1,1071
Temperatur der größten Dichte	4,0°	11,6°
Viskosität (in 10^{-3} CGS) bei dieser Temperatur	10,09	12,60

Auf lebende Organismen hat das schwere Wasser einen ganz anderen Einfluß als das gewöhnliche. In Konzentrationen von etwa 50% wirkt es bereits außerordentlich wachstumshemmend auf alle Lebewesen ein; 100%iges schweres Wasser ist regelmäßig nach kurzer Zeit tödlich. Untersucht wurde nicht nur die Wirkung auf Samen und Algen, sondern auch die auf höhere Lebewesen, wie Kaulquappen und kleine Fische.

Schweres Wasser hat große technische Bedeutung, da es in Mengen von vielen Tonnen als Moderator für gewisse Typen von Kernreaktoren (§ 35) gebraucht wird.

Wegen des großen relativen Massenunterschieds sind für die Abtrennung von schwerem Wasserstoff eine Reihe von besonderen Verfahren möglich und in großtechnischem Maßstab entwickelt worden, obwohl der schwere Wasserstoff in der

irdischen Natur nur im Verhältnis 1 : 6000 mit normalem Wasserstoff gemischt vorkommt. Das erste, bereits vor dem Kriege bekannte Verfahren beruht auf der Elektrolyse von Wasser. Hier ist der Trennfaktor besonders hoch. Sein genauer Wert hängt erheblich von der Beschaffenheit der Elektroden ab. Er ist mindestens 3, jedoch wurden Werte bis zu 17 experimentell beobachtet. Das bedeutet, daß in diesem Fall das Verhältnis von leichtem zu schwerem Wasserstoff in der Gasphase 17mal so groß ist als im Elektrolyten. Bei einfacher Elektrolyse muß man das Wasser, das im allgemeinen nur ein Sechstausendstel schweren Wasserstoff enthält, auf rund ein Hunderttausendstel seines ursprünglichen Volumens einengen, um $98^0/_0$igen schweren Wasserstoff im Rückstand zu erhalten. Das würde bedeuten, daß man etwa 1000 kWh zur Erzeugung von 1 cm^3 schweren Wassers braucht. Durch Wiederverwendung des elektrolysierten Wasserstoffs aus dem schon wesentlich angereicherten Elektrolyten kann man diese Zahl etwa um einen Faktor 10 herunterdrücken. Das bekannteste Werk zur elektrolytischen Herstellung von schwerem Wasser liegt in Riukan in Norwegen, wo bereits in den Jahren 1939 bis 1942 mehrere Tonnen schweren Wassers hergestellt worden sind. Dieses Verfahren arbeitet nur wirtschaftlich, wenn die ersten Elektrolysestufen schon für einen anderen Zweck verwendet werden, insbesondere zur Erzeugung von Wasserstoff. Das schwere Wasser fällt also als Nebenprodukt an und seine Erzeugungskapazität nach diesem Verfahren kann nicht beliebig vergrößert werden. Sie reicht nicht, um den heutigen Bedarf zu decken. Deshalb hat man noch einige andere Verfahren entwickelt, die heute in größerem Maßstab praktisch durchgeführt werden.

Ein zweites Verfahren, das bereits in großtechnischem Maßstab angewendet wurde, ist die fraktionierte Destillation. Während des Krieges war in USA eine große Anlage zur fraktionierten Destillation von Wasser gebaut worden. Die Anlage arbeitete bei Unterdruck, da das Dampfdruckverhältnis von H_2O zu HDO (D_2O spielt bei geringer Konzentration von Deuterium noch keine Rolle) mit steigender Temperatur abnimmt. Bei 0^0 C ist es 1,12, bei 100^0 C 1,026. Die Anlage lieferte 13 t D_2O pro Jahr und wurde nach 19 Monaten Betriebszeit wegen zu schlechter Wirtschaftlichkeit wieder stillgelegt.

Wesentlich größer ist das Dampfdruckverhältnis zwischen H_2 und HD über flüssigem Wasserstoff in der Nähe des Tripelpunkts. Bei 23^0 K ist es 1,60. Die Hoechster Farbwerke bauen eine Anlage, die 6 t D_2O pro Jahr durch fraktionierte Destillation von flüssigem Wasserstoff erzeugen soll. Trotz des Aufwands für die Tiefkühlung ist das Verfahren wirtschaftlich tragbar, allerdings nur, wenn der durchgesetzte Wasserstoff bereits für andere Zwecke vorhanden ist. Die Herstellungskapazität kann daher auch hier nicht beliebig vergrößert werden. Sie ist an die vorhandene Menge von Wasserstoff gebunden.

Ein letztes Verfahren, das wohl im Augenblick wirtschaftlich das günstigste ist, ist das sogenannte Heiß-Kalt-Verfahren. Dieses hat gewisse Ähnlichkeit mit dem

oben beschriebenen *Urey*schen Austauschverfahren, benutzt aber dabei noch die Tatsache, daß die Gleichgewichtskonstante

$$\frac{[H_2S]\,[HDO]}{[HDS]\,[H_2O]}$$

ziemlich stark temperaturabhängig ist. Bei 10° C hat sie den Wert 2,48, bei 100° C den Wert 1,92. Bei der niedrigen Temperatur ist also verhältnismäßig mehr Deuterium im Wasser; bei der hohen im Schwefelwasserstoff. In der Trennanlage besteht nun jede Stufe aus zwei Austauschsäulen, einer kalten (K) und einer heißen (H) (Abb. 11). Durch beide läuft im geschlossenen Kreislauf Schwefelwasserstoff, wie es in der nebenstehenden Figur durch die gestrichelten Linien gezeichnet ist. In der kalten Säule nimmt das von außen zuströmende Wasser Deuterium aus dem Schwefelwasserstoff auf, in der warmen liefert es wieder welchen zurück. Zwischen den beiden Kolonnen ist also Deuterium im Wasser angereichert. Dieses angereicherte Wasser wird nun durch ein zweites, analog gebautes Paar von Austauschsäulen geleitet. Das kann man vielfach wiederholen. Zwischen dem letzten Paar wird schließlich ein Teil des jetzt sehr hoch angereicherten Wassers abgeleitet. Der Schwefelwasserstoff dient in jeder Stufe nur als Überträger und bildet in jedem Paar von Austauschsäulen einen geschlossenen Kreislauf. In den USA werden heute große Mengen von schwerem Wasser nach diesem Verfahren hergestellt und für 250 DM/kg auf den Markt gebracht.

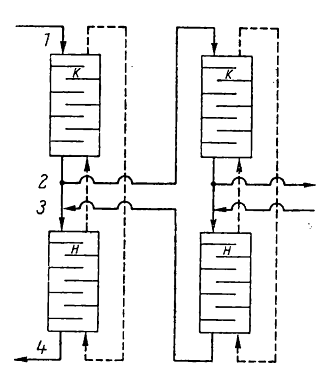


Abb. 11. Schema für eine Anreicherungsanlage für schweren Wasserstoff nach dem Heiß-Kalt-Verfahren (——— Wasserdurchlauf; – – – – H_2S Kreisläufe).

§ 7. *Die Größe*

Die anschaulichste Eigenschaft eines makroskopischen Körpers ist seine räumliche Ausdehnung, also seine Größe und seine Form. Für atomare Ausdehnungen ist der Begriff des starren Körpers, wie wir ihn aus der klassischen Mechanik gewohnt sind, nicht mehr in realisierbarer Weise zu definieren. Die Begriffe Größe und Form, die ja zunächst am starren Körper abgeleitet worden sind, müssen also für atomare Ausdehnungen erst näher erläutert werden.

Bringt man zwei Atomkerne in einen verhältnismäßig großen Abstand voneinander, so stoßen sie sich nach dem bekannten *Coulomb*schen Gesetz mit einer Kraft ab, die proportional dem Produkt der Ladungen und umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung ist. Schiebt man die Kerne immer näher zusammen, so zeigt die Erfahrung, daß schließlich Abweichungen vom *Coulomb*schen Gesetz auftreten.

Es werden neue Kräfte wirksam, die man wegen ihres Auftretens am Atomkern als Kernkräfte bezeichnet. Die Natur dieser Kräfte ist noch nicht vollständig geklärt. Es handelt sich um ausgesprochene Nahwirkungskräfte, Kräfte, die in einem bestimmten kleinen Abstand sehr stark sind und mit zunehmender Entfernung außerordentlich rasch unwirksam werden. Der Wirkungsradius dieser Kräfte ist an den elementaren Kernen Proton und Neutron etwa 2×10^{-13} cm. Den Wirkungsradius der Kernkräfte definiert man als den Radius des betreffenden Kerns. Diese Definition ergibt naturgemäß keine exakt bestimmte Größe für den Kernradius, da die Wirkung der Kernkräfte nicht plötzlich in einem bestimmten Abstand aufhört, sondern stetig, wenn auch stark mit der Entfernung abfallend, gegen Null geht. Ein grundlegender Unterschied gegenüber der Ausdehnung eines makroskopischen Objekts besteht darin, daß sich der Kernradius — wahrscheinlich aus prinzipiellen Gründen, also nicht nur wegen der Beschränktheit unserer technischen Hilfsmittel — nicht durch Anlegen eines Maßstabes an einen einzelnen Kern bestimmen läßt, sondern nur durch Beobachtungen statistischer Art zu ermitteln ist. Eine solche statistische Beobachtungsmethode stellen beispielsweise die Versuche über anomale Streuung von Alphateilchen dar und die Messungen über Eindringwahrscheinlichkeiten schneller Teilchen bei Kernumwandlungen.

Untersuchen wir die Streuung von Alphateilchen an Atomkernen, so erhalten wir dann Übereinstimmung mit der klassischen *Rutherford*schen Streuformel, wenn sich das gestreute Teilchen im Coulomb-Feld bewegt. Gelangt es aber so nahe an den Kern, daß durch die Kernkräfte Abweichungen vom *Coulomb*schen Kraftgesetz auftreten, so wird die klassische Streuformel nicht mehr die richtigen Werte geben, wir erhalten anomale Streuung. Solche Effekte wurden an einer Reihe von leichten Atomkernen festgestellt. Beobachtet man, bei welcher Geschwindigkeit der auftreffenden Alphateilchen die anomale Streuung eben einsetzt, und berechnet sich den zugehörigen nächsten Kernabstand für ein zentral stoßendes Teilchen, was auf ganz elementare Weise möglich ist, so hat man in diesem Wert eine obere Grenze für den Radius des Kerns.

Bei Anwendung der klassischen Mechanik wäre dies schon der Kernradius selbst. Wir werden jedoch weiter unten sehen, daß dies nach der Wellenmechanik nicht der Fall sein muß, sondern daß der gefundene Abstand im allgemeinen größer ist als der Kernradius. Daß wir für das vorliegende Problem tatsächlich die Wellenmechanik anzuwenden haben, sehen wir an folgendem merkwürdigen Paradoxon, für das man viele Jahre lang auf Grund klassischer Gesetze keine Lösung finden konnte.

Beschießt man Uran mit Alphateilchen von Radium C′ ($= Po^{214}$), die eine Reichweite von 7 cm haben, so erhält man noch keinerlei Abweichung von der klassischen Streuformel. Aus der zu 7 cm Reichweite gehörigen Geschwindigkeit berechnet sich beim Stoß des Alphateilchens gegen den Urankern mit der Kernladung von 92 Elementarquanten ein nächster Kernabstand von $3{,}6 \times 10^{-12}$ cm. Dies ist also nach dem eben Gesagten eine obere Grenze für den Kernradius des Urans. Nun ist Uran aber radio-

aktiv, von Zeit zu Zeit zerfällt ein Urankern unter Aussendung eines Alphateilchens in einen dem Thorium isotopen Kern Uran X_1 (= Th^{234}) mit der Kernladung 90. Die ausgesandten Alphateilchen müssen bei ihrem Freiwerden das Coulomb-Feld des Kerns durchlaufen und werden in ihm beschleunigt. Aus ihrer Reichweite von 2,7 cm folgt nun, daß die Beschleunigung erst in einem Abstand von mindestens $6{,}3 \times 10^{-12}$ cm vom Kernmittelpunkt begonnen haben kann, denn sonst wäre die Austrittsgeschwindigkeit und damit die Reichweite größer. Nach klassischen Gesetzen müßten wir also diesen Wert als untere Grenze für den betreffenden Kernradius annehmen. Ein solches Ergebnis ist natürlich widersinnig, denn der Mindestwert für diesen Kernradius ist fast doppelt so groß wie der Höchstwert. Wir sehen hieraus, daß die klassische Physik die Vorgänge im Bereich des Atomkerns nicht richtig wiedergibt. *Gamow* gelang es auf Grund der Wellenmechanik in befriedigender Weise den vorliegenden Widerspruch aufzuklären. Wir werden auf seine Theorie bei der Besprechung der Radioaktivität noch ausführlich zurückkommen.

Auf Grund dieser Theorie ist es möglich, von dem aus der anomalen Streuung berechneten Höchstradius auf den wirklichen Kernradius zu schließen. In ähnlicher Weise können wir auch Kernradien aus der Energie von Alphateilchen berechnen und ebenso aus der Geschwindigkeit von anderen geladenen Teilchen, welche imstande sind, einen Kernumwandlungsprozeß hervorzurufen. Außerdem gibt die Reaktionswahrscheinlichkeit von schnellen Neutronen mit Atomkernen, also von Prozessen, bei denen die *Coulomb*sche Abstoßung keine Rolle spielt, gute Werte für die Kernradien. Alle diese Werte stimmen in einigermaßen befriedigender Weise überein. Es sei nochmals ausdrücklich erwähnt, daß diese Methoden sämtlich auf der statistischen Auszählung sehr vieler gleichartiger Vorgänge beruhen. Wir können also nicht den Radius eines einzelnen Atomkerns durch einen einzigen Meßvorgang bestimmen, was bei makroskopischen Objekten ohne weiteres möglich ist. Das übereinstimmende Ergebnis der verschiedenen Meßmethoden ist, daß die Kernradien mit steigendem Atomgewicht etwa mit der dritten Wurzel aus der Masse des Atomkerns zunehmen, so daß also die Dichte für alle Kerne ungefähr die gleiche sein muß. Bezeichnen wir das Atomgewicht mit A, so ist demnach der Radius des zugehörigen Kerns durch die Formel darstellbar

$$r = r_0 \sqrt[3]{A}. \tag{1}$$

Für diese Größe r_0 hatte man ursprünglich aus der Reichweite von Alphateilchen der radioaktiven Stoffe den Wert $2{,}01 \times 10^{-13}$ cm berechnet; später fand man aus der anomalen Streuung von Alphateilchen an leichten Elementen $1{,}8 \times 10^{-13}$ cm. Durchgeführte Messungen der Streuung von Neutronen an Kernen ergaben $1{,}3 \times 10^{-13}$ cm. Die Beobachtung der Reaktionswahrscheinlichkeit bei Kernumwandlungen ergibt Werte zwischen 1,4 und $1{,}5 \times 10^{-13}$ cm. *Amaldi* und *Cacciapuoti* finden besonders gute Übereinstimmung mit allen vorliegenden experimentellen Ergebnissen durch die Formel $r = \left(0{,}696 + 1{,}52 \sqrt[3]{A}\right) \times 10^{-13}$ cm. Die Unterschiede der einzelnen

Angaben sind zum Teil dadurch bedingt, daß der Kernradius überhaupt nicht in gleich eindeutiger Weise definierbar ist, wie zum Beispiel der Radius einer Billardkugel. Wir haben als Definition die Reichweite der Kernkräfte angeführt, von denen wir zwar aus den Experimenten wissen, daß sie in einer bestimmten Entfernung vom Kernmittelpunkt sehr rasch auf Null abfallen; doch dürfte sich insbesondere bei den leichten Kernen dieser Abfall doch über einen gewissen Raumbereich erstrecken. Im allgemeinen rechnet man heute mit einem Wert $r_0 = 1{,}42 \times 10^{-13}$ cm, der sich den Beobachtungen gut anpaßt und außerdem genau dem sogenannten klassischen Elektronenradius gleich ist[1]). Es scheint, daß sich hinter dieser Zahl eine neue Naturkonstante von sehr weittragender Bedeutung verbirgt. Wir werden noch mehrmals darauf zurückkommen. Die Dichte der Kernmaterie ergibt sich unter Zugrundelegung dieses Wertes zu 140 Billionen Gramm pro Kubikzentimeter.

Auch über die Form des Atomkerns lassen sich gewisse Aussagen machen. Man hat theoretische Gründe, anzunehmen, daß sich die Kernsubstanz in mancher Beziehung ähnlich wie eine Flüssigkeit verhält, so daß der Kern ebenso wie ein freier Flüssigkeitstropfen Kugelgestalt hat; denn bei einer Kugel hat die Oberfläche und damit auch die aus einer vorhandenen Oberflächenspannung sich ergebende Oberflächenenergie bei vorgegebenem Volumen ihren kleinsten Wert. Spektroskopische Beobachtungen bestätigen dies. Sie zeigen, daß das elektrische Feld des Kerns bereits für kleinste Abstände kugelsymmetrisch sein muß. Auf gewisse kleine Abweichungen hiervon bei einzelnen Kernen kommen wir gleich noch zu sprechen.

§ 8. *Der Spin*

Masse, Ladung und Größe sind die anschaulichsten Eigenschaften des Atomkerns. Es gibt aber noch weitere Eigenschaften, die auch für die Theorie des Kernaufbaues

---

[1]) Einem elektrischen Feld schreibt man nach der klassischen Elektrodynamik Energie und damit nach der auf S. 26 erwähnten Gleichung auch Masse zu. Die Energie des in einem Volumen V enthaltenen elektrischen Feldes ist gegeben durch $\frac{1}{8\pi}\int^{V} E^2\,dV$; wobei E die Stärke des elektrischen Feldes im Volumenelement dV ist. Für ein Elektron ist nach dem *Coulomb*schen Gesetz $E = \frac{e}{r^2}$ (e ist die Elektronenladung, r der Abstand vom Mittelpunkt des Elektrons). Wenn dieses Feldgesetz für E bis unmittelbar an den Elektronenmittelpunkt heran gültig wäre, so würde sich für E und damit auch für die Elektronenmasse ein unendlich großer Wert ergeben. Die Masse des Elektrons hat aber einen definierten endlichen Wert, nämlich $9{,}03 \times 10^{-28}$ g. Machen wir die Annahme, daß das angegebene *Coulomb*sche Feldgesetz nur gilt, wenn $r > r_0$, daß dagegen für $r < r_0$ $E = 0$ sein soll, so erhalten wir, wenn wir die Energie gleich $m\,c^2$ setzen (m ist die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit):

$$m\,c^2 = \frac{1}{8\pi}\int_{r_0}^{\infty} 4\,\pi\,r^2\,\frac{e^2}{r^4}\,dr = \frac{e^2}{2\,r_0}.$$

Setzt man die bekannten Werte von m, c und e ein, so ergibt sich $r_0 = 1{,}42 \times 10^{-13}$ cm.

große Bedeutung haben. Unter ihnen sind vor allem der Spin des Kerns und das magnetische Moment zu erwähnen.

Wir wollen uns zunächst an einem anschaulichen Beispiel klarmachen, was wir unter diesen Begriffen zu verstehen haben. Denken wir uns die Erde. Sie befindet sich in dauernder gleichmäßiger Drehung um ihre Achse. Sie besitzt also in bezug auf diese Achse einen ganz bestimmten, konstanten Drall oder Drehimpuls. Auf den Kern übertragen gibt uns dies ein Bild vom Wesen des Kernspins. Viele Kerne haben eine ausgezeichnete Achse und einen bestimmten Drehimpuls. Diesen Drehimpuls bezeichnet man als Spin oder auch mechanisches Moment. Er kann bei Kernen allerdings nicht wie bei Himmelskörpern ganz beliebige Werte annehmen, sondern er ist gequantelt, das heißt, sein Wert oder besser ausgedrückt dessen beobachtbare Komponente kann nur ein ganzzahliges oder auch ein halbzahliges Vielfaches einer bestimmten Größe sein. Diese Größe, die Einheit für den Drehimpuls, ist $h/2\pi$, wobei h das *Planck*sche Wirkungsquantum bedeutet. Die möglichen Spinwerte für einen Atomkern sind dann gegeben durch den Ausdruck $I\ h/2\pi$; dabei ist I eine kleine ganze oder halbe Zahl, also 0, 1/2, 1, 3/2, 2 und so weiter. Bemerkenswert ist, daß I für alle Kerne mit gerader Kernmasse ganzzahlig, für alle mit ungerader halbzahlig ist. Für einen bestimmten Energiezustand eines Kerns ist der Spin immer der gleiche. Der Grundzustand hat dabei keineswegs immer den niedrigsten Spin, wie man in Analogie zu makroskopischen Objekten vermuten könnte.

Wir dürfen uns also den Kernspin nicht allzu anschaulich als Rotation der Kernbestandteile vorstellen. Es mag sein, daß wirklich eine Rotation stattfindet, aber wir haben keinerlei direkten Beweis dafür. Was wir experimentell feststellen können, ist ein bestimmter Intensitätswechsel bei aufeinanderfolgenden Linien eines Bandenspektrums, ferner eine äußerst feine Aufspaltung mancher Spektrallinien, die Hyperfeinstruktur, und schließlich eine Richtungsquantelung in der Lage der magnetischen Kernmomente bei Molekularstrahlen in geeigneten Versuchsanordnungen.

Im Bandenspektrum eines zweiatomigen Moleküls, das aus zwei gleichen Atomen gebildet ist, haben zwei aufeinanderfolgende Linien nur dann gleiche Intensität — das heißt, die zugehörigen Energieterme haben gleiche Besetzungswahrscheinlichkeit —, wenn die beiden Atomkerne im Molekül noch irgendwie unterscheidbar sind, also wenn das Molekül aus isotopen Kernen gebildet ist, zum Beispiel O^{16}—O^{18} oder N^{14}—N^{15}. Sind dagegen die Kerne nicht unterscheidbar (O^{16}—O^{16}, N^{14}—N^{14}), so ergibt die quantenmechanische Behandlung als Intensitätsverhältnis zweier aufeinanderfolgender Rotationslinien $g_p : g_0 = I : (I + 1)$. Das Termsystem mit der größeren Intensität heißt das Orthosystem, das andere das Parasystem. Wesentlich ist, daß unter normalen Bedingungen keine Übergänge zwischen den Ortho- und den Paratermen stattfinden, so daß ein Molekül, das sich einmal in dem einen Zustand befindet, nicht in den anderen Zustand übergehen kann. Für $I = 0$ folgt aus dem Intensitätsverhältnis $0 : 1$, daß das Parasystem und damit jede zweite Linie des Bandenspektrums überhaupt ausfällt. Das Bandenspektrum von O^{16}—O^{16} hat

daher nur halb so viele Linien wie das von O^{16}—O^{18}. Die Beobachtung der verhältnismäßig schwachen $O^{16}O^{18}$-Linien führte *Mecke* zur Entdeckung der schweren Sauerstoffisotope zu einer Zeit, als die Massenspektrographen noch nicht so weit entwickelt waren, daß sie die sichere Feststellung so seltener Isotope ermöglichten.

Zu einer physikalisch ausgezeichneten Richtung im Raum kann ein Teilchen mit bestimmter Spinachse nach der Quantenmechanik nicht beliebige Lagen annehmen, wenn zwischen dieser Richtung und dem mit der Spinachse verbundenen Magnetfeld (s. § 9) eine Koppelung existiert, also irgendeine Kraftwirkung besteht. Dann ist nur eine kleine Anzahl diskreter Lagen möglich in der Weise, daß sich die Spinkomponente in bezug auf die vorgegebene Richtung jeweils um eine Einheit unterscheidet. Ist der Spin eines Teilchens Null, so sind alle Lagen in bezug auf eine vorgegebene Richtung gleichwertig und nicht unterscheidbar, es gibt also nur eine mögliche Lage. Ist der Spin des Teilchens 1/2, so gibt es zwei Lagen, der Spin kann in bezug auf die vorgegebene Richtung — also etwa ein Magnetfeld — die Größe + 1/2 oder — 1/2 haben. Für den Spin 1 gibt es drei Lagen: +1, 0, —1; für den Spin 3/2 vier Lagen mit den Komponenten + 3/2, + 1/2, — 1/2 und — 3/2 zu der vorgegebenen Richtung. Allgemein sind also für ein Teilchen mit dem Spin I zu irgendeiner vorgegebenen Richtung $2I + 1$ Lagen möglich. Die eben gewählte Ausdrucksweise von der diskreten Zahl möglicher Lagen der Spinachse kommt unserer Anschauung eigentlich noch zu sehr entgegen, da sie diese Lagen als etwas objektivierbar Gegebenes unabhängig von einem durchgeführten Experiment vorauszusetzen scheint. Wenn wir eine exakte Ausdrucksweise wählen wollen, müssen wir sagen, jedes Experiment ergibt für eine Spinkomponente in einer bestimmten, durch das jeweilige Experiment festgelegten Richtung immer gerade ein ganzzahliges Vielfaches von $h/2\pi$, wenn das betrachtete Teilchen ganzzahligen Spin hat, oder ein halbzahliges, wenn das Teilchen halbzahligen Spin hat. Die Größe I selbst ist die größtmögliche beobachtbare Spinkomponente eines bestimmten Objekts.

Die Hyperfeinstruktur von Linien eines Atomspektrums hängt in folgender Weise mit dem Spin zusammen. Falls der Spin des Kerns kleiner ist als die Rotationsquantenzahl des durch die Spektrallinie beobachteten Energieterms, so spaltet der Term in $2I + 1$ Hyperfeinstrukturterme auf. Ist der Spin des Kerns größer als der durch die Elektronenhülle bewirkte Drehimpuls des beobachteten Energieterms, so kann man nur aus dem Verhältnis der Abstände zwischen den einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten oder aus den relativen Intensitäten dieser Komponenten den Kernspin ermitteln.

Neben diesen optischen Messungen erlaubt auch die Vielheit der Aufspaltung eines Atomstrahls im inhomogenen Magnetfeld eine Bestimmung des Kernspins. Jeder durch die verschiedenen Einstellmöglichkeiten der Elektronenhülle bedingte Teilstrahl wird in Magnetfeldern mittlerer Stärke wieder in $2I + 1$ Komponenten aufgespalten. Auf Einzelheiten einzugehen, würde hier zu weit führen.

Diese Erscheinungen lassen sich auf Grund der Quantenmechanik gerade dann quantitativ deuten, wenn man dem Kern eine bestimmte Achse und einen bestimmten Drehimpuls zuschreibt. Aus Drehimpuls und Achse dürfen wir jedoch bei atomaren Gebilden noch keineswegs auf eine anschaulich vorstellbare Rotation schließen. Das sehen wir schon aus dem Beispiel eines Elektrons in der Atomhülle. Dieses hat in bezug auf den Kern einen ganz bestimmten, ebenfalls gequantelten Bahndrehimpuls, und doch können wir ihm nicht eine Bahn um den Kern zuschreiben, wie einem Planeten um die Sonne, denn ein ganz wichtiges Merkmal des anschaulichen Bahnbegriffs fehlt: man kann dem Elektron nicht für eine bestimmte Lage zum Kern auch eine bestimmte Geschwindigkeit zuordnen. Diese letzte Aussage ist gerade eines der grundlegenden Merkmale der Quantenmechanik, die sie von der gewohnten klassischen Mechanik unterscheiden.

Eine wesentliche Bedeutung hat der Spin eines Kerns dadurch, daß bei einer Kernreaktion der Gesamtdrehimpuls des betreffenden Systems erhalten bleiben muß. Dies folgt aus dem Drehimpulserhaltungssatz, einem der allerwichtigsten Sätze der Physik. Wir werden in § 15 eine wichtige Folgerung aus diesem Satz ziehen.

Besonders deutlich tritt die Eigenschaft des Kernspins beim Wasserstoff in Erscheinung, wo sie zur Bildung von zwei verschiedenen Molekülsorten Anlaß gibt. Anschaulich kann man sich den Unterschied der beiden Molekülsorten etwa so vorstellen: Das Wasserstoffmolekül H_2 besteht aus zwei Wasserstoffatomen. Die Kerne eines jeden Wasserstoffatoms haben den Spin 1/2. Der Spin des einen Wasserstoffkerns bestimmt eine Richtung. Zu dieser kann nach dem eben Gesagten der Spin des anderen Kerns nur noch zwei verschiedene Lagen annehmen. Die Spins der beiden Kerne stehen parallel ($\downarrow\downarrow$) oder antiparallel ($\downarrow\uparrow$). Wegen der Erhaltung des Drehimpulses kann in dem einmal gebildeten Molekül kein Umklappen eines Kerns mehr stattfinden. Eine tiefergehende Betrachtung erfordert die Untersuchung der *Schrödinger*schen Eigenfunktionen für die beiden Atomkerne. Wenn die Eigenfunktionen für die beiden Teilchen symmetrisch sind, das heißt, wenn sie sich nicht ändern, wenn man die beiden Teilchen vertauscht, so ist das betreffende System im Orthozustand; wenn sie antisymmetrisch sind, das heißt, wenn sie beim Vertauschen der beiden Teilchen ihr Vorzeichen ändern, so ist das System im Parazustand. Diese Definition ist zwar nicht mehr anschaulich wie das oben gesagte, sie läßt sich aber auch auf Teilchen mit höherem Spin als 1/2 übertragen. Es gibt also zwei verschiedene Arten von Wasserstoffmolekülen — soweit man von der Existenz des schwereren Wasserstoffisotops absieht. Man bezeichnet die beiden Arten als Orthowasserstoff und Parawasserstoff. Sie unterscheiden sich durch eine Reihe von Eigenschaften, zum Beispiel spezifische Wärme, Verdampfungsgeschwindigkeit und durch ihr Spektrum.

Die Wasserstoffmoleküle mit parallelem Spin befinden sich im Orthozustand (s. S. 37), die mit antiparallelem Spin im Parazustand. Das Verhältnis der statistischen Gewichte der beiden Zustände ist $(I + 1) : I$, also für leichten Wasserstoff

$3/2 : 1/2 = 3 : 1$. Der energetisch tiefste Zustand ist ein Parazustand, daher bildet sich bei sehr tiefen Temperaturen, bei denen schon der erste Orthozustand nicht mehr durch thermische Stöße anregbar wäre, das Molekül immer im energetisch tiefsten Parazustand. Bei Erwärmung des Gases geht das Molekül zwar in die höheren Parazustände über, kann jedoch, da keine Übergänge von Para- zu Orthozuständen stattfinden, nicht in einen Orthozustand übergehen. Im Spektrum des Parawasserstoffs erscheinen daher nur diejenigen Linien, die im gewöhnlichen Wasserstoffspektrum die schwächeren sind. Auch für schweren Wasserstoff gibt es die beiden Molekülsorten Ortho- und Parawasserstoff. Das Mengenverhältnis ist hier im thermischen Gleichgewicht $2 : 1$, da das Deuteron den Spin 1 hat. Auf der Tatsache, daß sich bei tiefsten Temperaturen nur Parawasserstoff bildet, beruht die Darstellung reinen Parawasserstoffs, die zum erstenmal 1929 *Bonnhöfer* und *Harteck* gelungen ist.

In den Tabellen III und V im Anhang sind alle bekannten Kernspins angegeben. Der höchste an stabilen Kernen beobachtete Spin ist $9/2 \times h/2\pi$. Stabile Kerne mit gerader Massenzahl und gerader Kernladung scheinen alle den Spin Null zu haben. Für eine Reihe von Elementen konnte dies direkt durch Beobachtung von Bandenspektren festgestellt werden, bei denen in diesem Fall jede zweite Linie ausfällt. Für diese Kerne ist in der Tabelle 0 eingetragen. In den übrigen Fällen von geradzahligen Kernen konnte man experimentell nur das Fehlen einer Hyperfeinstruktur der Spektrallinien beobachten. Das bedeutet, daß entweder der Spin oder das magnetische Moment gleich Null ist. Man hat aber theoretische Gründe, anzunehmen, daß in diesen Fällen nicht nur eine Größe, sondern beide gleich Null sind. Kerne mit gerader Masse und ungerader Kernladung, von denen nur vier stabile Vertreter bekannt sind, haben ganzzahligen Spin. Für Kerne, deren Masse ungeradzahlig ist, ist der Spin regelmäßig halbzahlig.

§ 9. *Das magnetische und das elektrische Moment*

Die Erde hat neben dem Drehimpuls noch eine weitere beachtenswerte Eigenschaft, sie hat nämlich ein Magnetfeld um sich. Etwas Analoges finden wir auch beim Atomkern. Anschaulich wird die Existenz eines Kernfelds plausibel, wenn wir uns vorstellen, daß im Kern elektrisch geladene Teilchen rotieren. Die dabei entstehenden elektrischen Wirbelströme müssen, wie alle Wirbelströme, ein magnetisches Feld erzeugen.

Das magnetische Moment eines Kerns läßt sich aus den Abständen der einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten einer Spektrallinie berechnen, wenn man das innere Magnetfeld kennt, das die Elektronenhülle am Ort des Atomkerns verursacht, denn die Energie eines Magneten mit dem magnetischen Moment μ im Magnetfeld H ist μH, wenn Feld und magnetisches Moment parallel stehen. Um diesen Energiebetrag wird die Termenergie durch das Vorhandensein des magnetischen Moments geändert, so daß auf diese Weise eine geringe Verschiebung der Spektrallinie zustande kommt.

Da das innere Magnetfeld eines Atoms immer nur indirekt erschlossen werden kann, ist die Methode mit einer gewissen Unsicherheit behaftet.

Einen wesentlichen Fortschritt bedeutete eine von *Rabi* und seinen Mitarbeitern entwickelte Methode, durch die das Verhältnis des magnetischen Moments μ zum Spin I, das sogenannte gyromagnetische Verhältnis $g = \mu/I$ gemessen wird. Der zu untersuchende Stoff muß als Molekularstrahl oder Atomstrahl verschiedene Magnetfelder hintereinander durchlaufen, wie es die Abb. 12 im Schema zeigt.

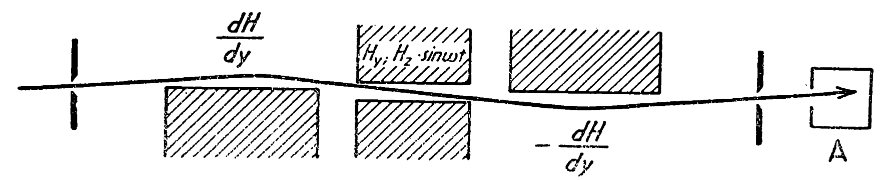


Abb. 12. Schematische Darstellung zur Messung des Verhältnisses μ/I nach *Rabi*.

Von diesen Magnetfeldern sind das erste und das letzte starke, sehr inhomogene Felder, die eine geringe Ablenkung der magnetischen Kerne verursachen. Die Inhomogenität der beiden Felder ist entgegengesetzt gerichtet, so daß sich die Ablenkungen, die ein magnetischer Dipol beim Durchlaufen beider Felder erfährt, normalerweise gerade aufheben. Zwischen diesen beiden inhomogenen Magnetfeldern durchlaufen die Teilchen ein starkes homogenes Feld, dem ein schwaches, mit sehr hoher Frequenz wechselndes überlagert ist. Das starke Feld ruft an den Kernen, die infolge ihres Spins wie kleine Kreisel wirken, eine Präzessionsbewegung hervor. Die Umlaufsfrequenz dieser Präzessionsbewegung berechnet sich nach den Gesetzen der klassischen Mechanik zu $\frac{\mu H}{I h}$. Man bezeichnet diese Frequenz gewöhnlich als Larmorfrequenz. Ist das hochfrequente Wechselfeld gerade in Resonanz mit dieser Präzessionsbewegung, so wird dadurch ein erheblicher Teil der kleinen Kreisel zum Umkippen gebracht. Das hat zur Folge, daß dieser Teil der Kerne im letzten inhomogenen Feld in anderer Weise abgelenkt wird als im ersten. Hatte man anfangs auf ein Intensitätsmaximum des Molekularstrahls eingestellt, so beobachtet man beim Erreichen der Resonanzfrequenz eine Schwächung des Strahls. Aus der Resonanzfrequenz und der Stärke des homogenen Feldes läßt sich das gyromagnetische Verhältnis des Kerns mit großer Genauigkeit ausrechnen und daraus das magnetische Moment, wenn man den Kernspin kennt, was bei den meisten untersuchten Kernen der Fall ist.

Die ursprüngliche *Rabi*sche Methode benötigt eine verhältnismäßig hohe Intensität des Molekularstrahls. In der letzten Zeit sind verschiedene Verbesserungen dazu entwickelt worden, die vor allem darauf beruhen, daß der Strahl durch eine ionenoptische Anordnung von Magnetfeldern fokussiert wird, und die daher mit sehr viel kleinerer Intensität auskommen. Mit solchen Methoden ist es möglich, auch magneti-

sche Momente einer Reihe von künstlich radioaktiven Kernen zu messen, die nur in verhältnismäßig kleiner Anzahl verfügbar sind.

Eine besonders elegante Methode zur Bestimmung magnetischer Kernmomente wurde 1946 von *Bloch* entwickelt. Die Methode ist unter dem Namen Kerninduktion beschrieben worden. Sie läßt sich an gewöhnlichen Proben fester oder flüssiger Substanz durchführen, in der die betreffenden Kerne enthalten sind, wenn nur die innermolekularen Magnetfelder am Ort der in Frage stehenden Kerne gleich Null sind, was in bestimmten einfachen Verbindungen, wie zum Beispiel Wasser, der Fall ist. Die zu untersuchende Probe — es ist eine Menge von etwa 1 cm^3 erforderlich — wird in ein starkes homogenes Magnetfeld gebracht, das eine Larmorpräzession der Spinachsen der Kerne verursacht. Senkrecht zu diesem Feld wird ein verhältnismäßig schwaches magnetisches Wechselfeld mit einer Frequenz von der Größenordnung 10^7/sec angelegt. Stimmt nun diese Frequenz gerade mit der Larmorfrequenz der Kerne im starken homogenen Feld überein, so tritt dadurch eine gewisse Synchronisierung der Lamorrotationen auf. Während zuvor die magnetischen Momente der Kerne keine makroskopisch meßbaren Effekte ergaben, da sie in verschiedensten Richtungen standen und sich gegenseitig aufhoben, tritt jetzt durch die im Resonanzfall erzwungene Synchronisierung der Phasen ein mit der Larmorfrequenz rotierendes, schwaches magnetisches Moment der Probe auf, das in einer auf dem starken homogenen Magnetfeld und auf dem angelegten hochfrequenten Magnetfeld senkrecht stehenden Spule eine schwache Wechselspannung entsprechender Frequenz induziert, die über einen Verstärker auf einen Kathodenstrahloszillographen übertragen und so sichtbar gemacht wird. Durch diese Methode war unter anderem ein sehr genauer Vergleich zwischen den magnetischen Momenten des Protons und des radioaktiven Wasserstoffisotops H^3 möglich. Das letztere ergab sich 1,066636mal größer als das erstere; die genaue Kenntnis dieser Zahl ist für die Entwicklung der Theorie des Kernaufbaues und der Kernkräfte von großer Bedeutung.

Man kann die Ergebnisse der Kerninduktionsmethode auch auf folgende Weise deuten, die mehr den Ideen der Quantenmechanik entspricht, im Ergebnis aber der eben gegebenen klassischen Beschreibung gleichwertig ist. In einem vorgegebenen Magnetfeld kann sich ein Kern mit dem Spin I in $(2\,I + 1)$facher Weise einstellen (s. S. 38). Die Energiedifferenz zwischen den beiden äußersten Möglichkeiten ist nach dem vorhin gesagten $2\,\mu H$; die Energiedifferenz zwischen benachbarten Einstellungen, also $2\,\mu H/2\,I = \mu H/I$. Die Ausstrahlung von Lichtquanten erfolgt nach den sogenannten Auswahlregeln der Spektroskopie dann mit besonders großer Intensität, wenn sich die Spinkomponente der beteiligten Zustände dabei gerade um eine Einheit ändert, weil ein Lichtquant einen Eigenspin 1 mitnimmt. Daraus folgt für die Energie des ausgesandten Lichtquants $h\,\nu = \mu H/I$ oder für die Frequenz $\nu = \mu H/I\,h$, in Übereinstimmung mit der klassisch abgeleiteten Formel für die Lamorfrequenz.

Scherrer und seine Mitarbeiter konnten als erste das gyromagnetische Verhältnis von Kernen in bestimmten sehr kurzlebigen angeregten Zuständen bestimmen.

Experiment und Theorie ergeben, daß die Richtungen, in die zwei unmittelbar aufeinanderfolgende γ-Quanten aus einem angeregten Kern ausgesandt werden, nicht voneinander unabhängig sind, sondern daß bestimmte, unter gewissen Voraussetzungen zu berechnende Korrelationen zwischen ihnen bestehen. Steht der Kern in einem Magnetfeld, so wird er in der kurzen Zeit, die von der Emission des ersten bis zur Emission des zweiten Quants vergeht, mit seiner Spinachse eine Präzessionsbewegung ausführen. Ist die Zeit für einen vollen Umlauf der Spinachse auf Grund der Bewegung groß gegenüber der mittleren Lebensdauer des angeregten Zwischenzustands, so wird die Richtungskorrelation durch diese Bewegung nur wenig beeinflußt. Ist die Zeit aber in der gleichen Größenordnung, so wird sie völlig zerstört. Zur experimentellen Beobachtung gelangt die Veränderung der Richtungsverteilung zwischen den beiden in Frage stehenden γ-Quanten durch ein äußeres Magnetfeld. Aus dem experimentellen Befund läßt sich sowohl das gyromagnetische Verhältnis des Zwischenzustands als auch seine mittlere Lebensdauer berechnen. Die Methode ist nur anwendbar, wenn die Kaskade der γ-Strahlung genau bekannt ist, wenn der Zwischenzustand eine mittlere Lebensdauer zwischen 10^{-8} und 10^{-4} sec hat und wenn kein starkes, von der Atomhülle herkommendes Magnetfeld am Ort des Kerns auftritt. Diese drei Voraussetzungen sind für den von *Scherrer* und seinen Mitarbeitern gemessenen ersten Anregungszustand des Kerns Cd^{111} erfüllt. Es ergab sich eine Halbwertszeit von $8{,}5 \times 10^{-8}$ sec. Für den Zwischenzustand wurde ein gyromagnetisches Verhältnis von $-0{,}20 \pm 0{,}05$ gemessen. Da man aus anderen Beobachtungen den Kernspin dieses Zustands zu 5/2 annimmt, folgt daraus ein magnetisches Moment von $0{,}70 \pm 0{,}12$ Kernmagnetonen.

Als Einheit für die magnetischen Kernmomente wählt man in Analogie zum Ausdruck für das magnetische Moment des Elektrons die Größe

$$\mu_K = \frac{e}{2\,m\,c} \times \frac{h}{2\,\pi},$$

dabei ist e das elektrische Elementarquant, m die Masse des Protons, c die Lichtgeschwindigkeit und h das *Planck*sche Wirkungsquantum. Man nennt die so definierte Größe ein Kernmagneton[1]). Die gemessenen Kernmomente sind allerdings nicht ganz- oder halbzahlige Vielfache von dieser Einheit.

---

[1]) Die Größe $\mu_B = \frac{e}{2\,m_e\,c} \times \frac{h}{2\,\pi}$, wo m_e die Masse des Elektrons bedeutet, bezeichnet man als *Bohr*sches Magneton. Berechnet man auf Grund der Gesetze der klassischen Elektrodynamik das magnetische Moment, welches eine elektrische Ladung e erzeugt, die gleichmäßig über eine Masse m verteilt ist, welche mit einem Drehimpuls $\frac{h}{2\,\pi}$ (nicht $\frac{1}{2}\frac{h}{2\,\pi}$!) rotiert, so erhält man den angegebenen Ausdruck. Man beachte, daß das magnetische Moment des Elektrons gleich einem *Bohr*schen Magneton ist. Das magnetische Moment des Protons ist größer als ein Kernmagneton. Der Faktor c steht im Nenner der Formel, wenn e im elektromagnetischen Meßsystem angegeben wird. Wählt man das elektrostatische Meßsystem, fällt er weg.

Ebenfalls auf Grund von Hyperfeinstrukturuntersuchungen fanden *Schüler* und *Schmidt*, daß man manchen Kernen auch kleine Abweichungen von der Kugelsymmetrie zuschreiben muß, und zwar entweder eine Art von Abplattung, wie wir sie ja auch bei der Erde beobachten, oder eine Verlängerung in Richtung der Spinachse. Rechnerisch läßt sich eine solche Unsymmetrie der elektrischen Ladungsverteilung im Kern in erster Näherung durch einen elektrischen Quadrupol darstellen, also durch ein Gebilde aus zwei positiven und zwei negativen Ladungen. Als Maß für die Unsymmetrie des Kerns gibt man daher eine dieser Darstellung entsprechende Größe, das Quadrupolmoment, an. Ein positives Quadrupolmoment bedeutet anschaulich, daß der Kern in der Achsenrichtung verlängert ist, ein negatives, daß er abgeplattet ist. Stellen wir uns diese Verlängerungen oder Verkürzungen der Kernachsen räumlich vor, so liegen sie in den beobachteten Fällen meist in der Größenordnung von 1% des Kerndurchmessers. Von besonderer Bedeutung für die Theorie der Kernkräfte (§ 26) ist, daß auch das Deuteron ein schwaches elektrisches Quadrupolmoment besitzt.

Das elektrische Quadrupolmoment läßt sich auch mit nichtoptischen Hilfsmitteln beobachten, nämlich mit Hilfe von sogenannten Mikrowellen, also elektromagnetischen Wellen, mit einer Wellenlänge in der Größenordnung Zentimeter. Der elektrische Quadrupol hat in dem inhomogenen elektrischen Feld innerhalb des Moleküls je nach seiner Lage zu diesem Feld etwas verschiedene Energie. Werden Mikrowellen eingestrahlt, so wird man dann eine Absorption beobachten, wenn die Quantenenergie $h\nu$ für die betreffenden Wellen gerade dem Energieunterschied zwischen zwei benachbarten Stellungen entspricht. Wäre der zweite Differentialquotient des elektrischen Feldes genau bekannt, so könnte man den Absolutwert des Quadrupolmoments berechnen. Jedoch läßt sich die Feldverteilung nur angenähert theoretisch ausrechnen, so daß die Absolutbestimmungen recht ungenau werden. Dagegen läßt sich das Verhältnis der Quadrupolmomente von zwei isotopen Kernen, die in ein gleichartiges Molekül eingebaut sind, auf diese Weise mit sehr großer Genauigkeit messen.

§ 10. *Isomere Kerne*

Trotz seiner vielseitigen Eigenschaften ist ein Kern im allgemeinen schon durch Angabe der zwei fundamentalsten von ihnen, nämlich Ladung und Masse, vollständig bestimmt. Es ist kein Fall bekannt, wo für zwei stabile Kerne mit gleicher Ladung und gleicher Masse etwa zwei verschiedene Werte für den Spin gefunden worden sind. Doch findet man unter den radioaktiven Strahlern nicht selten Substanzen mit gleicher Kernladung und gleichem Atomgewicht, die sich in ihrer Lebensdauer ganz erheblich unterscheiden. Man nennt solche Substanzen Isomere oder auch Isotope zweiter Ordnung. Die zugehörigen Kerne heißen isomere Kerne. Der Ausdruck isomer ist der organischen Chemie entnommen. Isomere Verbindungen sind solche, die die gleichen Atome in gleicher Anzahl, jedoch in verschiedener Anordnung enthalten.

Analog müssen bei isomeren Kernen, wegen der Gleichheit von Masse und Ladung, die Elementarbestandteile, welche die beiden Kerne aufbauen, die gleichen sein, jedoch werden sie in ihrem Bewegungszustand im Kern Unterschiede aufweisen.

Bei Kernen, die durch einen radioaktiven Prozeß oder durch eine künstliche Kernumwandlung neu gebildet werden, kann es vorkommen, daß der niedrigste Energiezustand nicht gleich erreicht wird und daß der angeregte Zustand erst nach einer meßbaren Zeit in den Grundzustand übergeht oder sich anderweitig umwandelt. In diesen Fällen hat man also eine Kernisomerie. Das erste Beispiel von Isomerie wurde 1921 von *Hahn* entdeckt. Es waren die beiden Betastrahler Uran X_2 und Uran Z, die bei gleicher Kernladung, 91, und gleicher Masse, 234, sehr verschiedene Lebensdauern haben, nämlich Halbwertszeiten von 1,14 min und 6,7 h. Es handelt sich hier also um zwei Isomere zum Kern Protaktinium 234, wie man heute statt UX_2 und UZ sagt. Unter den künstlich radioaktiven Kernen kennt man heute sehr viele Isomerenpaare. In den meisten Fällen geht das energetisch höher liegende Isomer durch Gammastrahlung mit einer bestimmten Halbwertszeit (s. § 12) in das andere über, in anderen Fällen, zum Beispiel in dem oben erwähnten, zerfallen beide, gewöhnlich durch Betastrahlung, mit verschiedenen Halbwertszeiten in den gleichen Kern des Nachbarelements. In einigen Fällen besitzt der angeregte Zustand zu einem stabilen Kern bereits so viel Energie, daß er auch durch Betastrahlung in den Nachbarkern verwandelt werden kann, während beim Grundzustand die Energie hierfür nicht ausreicht. Ein Beispiel dafür ist ein Isomer des stabilen Kadmiumisotops Cd^{113}, das sich durch Betastrahlung mit einer Halbwertszeit von 2,3 min in Indium 113 verwandelt.

Isomere Kerne haben immer stark verschiedenen Spin. Dann muß nämlich ein ausgestrahltes Gammaquant, welches den etwas schwereren Kern in den leichteren überführt, wegen der notwendigen Erhaltung des Drehimpulses, anschaulich gesprochen, exzentrisch aus dem Kern herausfliegen, also einen bestimmten Bahndrehimpuls mitnehmen. Es ist von der Atomhülle her bekannt, daß solche Übergänge, bei denen ein ausgestrahltes Quant erheblichen Drehimpuls in bezug auf das aussendende Atom erhält, sehr unwahrscheinlich sind, also sehr langsam erfolgen. Man nennt diese Übergänge in der Spektroskopie „verbotene" Übergänge. Ein Zustand, von dem aus der Grundzustand nur durch einen verbotenen Übergang zu erreichen ist, heißt ein metastabiler Zustand. Zwei isomere Kerne unterscheiden sich daher regelmäßig um mehrere Einheiten im Spin. Daraus folgt, daß von einem bestimmten Isotop nur zwei, allerhöchstens einmal drei Isomere auftreten können, denn die beobachteten Kernspins sind immer nur kleine Vielfache der Einheit. In den meisten Fällen ist die Spindifferenz zwischen isomeren Kernen 4, gelegentlich kommt bei kleiner Übergangsenergie oder kurzer Halbwertszeit des Isomers auch 3 noch vor. Besonders häufig gibt es Isomere zu Kernen, die im Grundzustand den Spin 9/2 haben.

Im Prinzip könnte man jeden angeregten Zustand eines Kerns als ein Isomer zu dem Kern im Grundzustand bezeichnen. Nur wäre dann in vielen Fällen die Halb-

wertszeit, also die Zeit, nach der sich das Isomer in den Grundkern verwandelt hat, unmeßbar kurz. Die Definition, solche angeregte Zustände nicht mehr als Isomere zu bezeichnen, bei denen die Halbwertszeit unmeßbar kurz ist, wäre unzweckmäßig, da sich diese Grenze mit der Verfeinerung der Experimentiertechnik immer weiter zu kurzen Zeiten hin verschiebt. Sie würde heute in der Größenordnung von 10^{-9} sec liegen. Es ist daher vollkommen willkürlich, bei welcher Halbwertszeit des angeregten Zustands man abschneidet und die Zustände mit kleinerer Halbwertszeit nicht mehr als Isomere bezeichnet. In den Tabellen am Schluß des Buches haben wir dies bei einer Millisekunde getan.

Die Betrachtung der Isomeren ist also offensichtlich einfach ein Sonderkapitel aus der Behandlung der Gammastrahler. Wir werden daher in § 13 noch einmal darauf zurückkommen.

§ 11. *Parität und weitere Kerneigenschaften*

Alle bisher angeführten Kerneigenschaften haben irgendwelche Analoga in der makroskopischen Welt. Aber ebenso, wie sehr viele Eigenschaften der makroskopischen Dinge in Gebilden von atomarer Größe ihren Sinn verlieren, ist auch das Umgekehrte denkbar, nämlich, daß es im Atom oder Kern Eigenschaften gibt, die wir nicht ohne weiteres zu einer makroskopischen, also uns aus der Anschauung gewohnten Eigenschaft in Analogie setzen können.

Solche Eigenschaften gibt es nun tatsächlich. Wir können keine Aussagen darüber machen, ob die Liste der in der modernen theoretischen Physik bekannten derartigen Eigenschaften schon einigermaßen vollständig ist oder ob noch sehr wesentliche fehlen, die uns vielleicht erst den letzten Schlüssel zum Verständnis der Atomkerne oder der Elementarteilchen bieten könnten. Eine dieser Eigenschaften ist die Parität. Ein Atomkern wird in der Wellenmechanik durch die zugehörige Schrödinger-Funktion ψ beschrieben. Das Quadrat des Absolutwerts dieser im allgemeinen komplexen Funktion $|\psi|^2$ oder, was dasselbe ist, das Produkt dieser Funktion mit ihrem konjugiert-komplexen Wert $\psi\,\psi^*$ ist in einfachen Fällen direkt ein Maß für die Teilchendichte an dem betreffenden Ort, beziehungsweise für die Wahrscheinlichkeit, das Teilchen an einem bestimmten Ort anzutreffen. Diese Schrödinger-Funktion kann sich je nach dem durch sie beschriebenen Objekt gegenüber einer Spiegelung am Koordinatennullpunkt in zweierlei Weise verhalten. Sie kann ihr Vorzeichen beibehalten oder nicht. In dem einen Fall nennen wir sie symmetrisch: $\psi(r) = \psi(-r)$, in dem anderen antisymmetrisch: $\psi(r) = -\psi(-r)$. Im ersten Fall sagen wir, das durch die betreffende Funktion beschriebene Teilchen hat gerade Parität, im zweiten Fall sagen wir, es hat ungerade Parität. Für die Parität gilt ein fundamentaler Erhaltungssatz: Die gesamte Parität eines abgeschlossenen Systems wird durch einen Prozeß nicht verändert. Hat etwa ein Atomkern durch Ausstrahlung seine Parität gewechselt, so muß das ausgestrahlte Teilsystem ungerade Parität haben und umgekehrt. Bei Atom-

kernen gilt die einfache Regel, daß alle die Kerne oder Kernzustände, bei denen die Summe aller Bahndrehimpulse geradzahlig ist (als Einheit wird immer $h/2\pi$ gewählt), gerade Parität haben; ungerade Parität dagegen haben diejenigen, bei denen die Summe aller Bahndrehimpulse ungeradzahlig ist.

Neben der Parität hat die theoretische Physik noch weitere neuartige Eigenschaften der Kerne beziehungsweise Elementarteilchen gefordert. Auch für diese sollen Erhaltungssätze gelten, nur dann sind die gegenseitigen Umwandlungen der Elementarteilchen richtig zu erklären. Diese Eigenschaften sind der „isobare Spin" und die „Seltsamkeit" oder „Fremdheit" (englisch: strangeness), auf deren Bedeutung wir erst später bei der Behandlung der Elementarteilchen eingehen können (§ 24).

III. DIE RADIOAKTIVITÄT

§ 12. *Der radioaktive Zerfall*

Viele Atomkerne haben die Eigenschaft, ohne irgendwelche äußere Einwirkung ein Teilchen auszusenden und sich dadurch in einen anders gearteten Kern zu verwandeln. Diese Eigenschaft bezeichnet man mit Radioaktivität. Der zeitliche Ablauf eines radioaktiven Umwandlungsvorgangs irgendeiner Substanz, die aus einer sehr großen Zahl von einzelnen gleichartigen Atomen besteht, kann durch eine bestimmte Konstante, die Halbwertszeit, beschrieben werden. Hat man eine gewisse Anzahl Atomkerne einer Sorte A, so wird nach Ablauf der Halbwertszeit genau die Hälfte von ihnen in eine neue Sorte B verwandelt sein. Nach der doppelten Halbwertszeit hat man demnach noch ein Viertel, nach der dreifachen ein Achtel der ursprünglich vorhandenen Substanz A. Die neue Substanz B kann wieder selbst radioaktiv sein und sich in eine dritte Substanz C verwandeln. Wir sagen dann, A, B und C bilden eine radioaktive Familie.

Ist die Halbwertszeit T, so sind nach einer Zeit t von N_0 Atomen noch $N = N_0 2^{-t/T}$ Atome vorhanden. Neben T benutzt man häufig noch eine andere Zahl, die Zerfallskonstante λ. Diese ist folgendermaßen definiert: Von N vorhandenen Atomen zerfallen in der Zeiteinheit $N \cdot \lambda$, oder exakter

$$\frac{dN}{dt} = -N \cdot \lambda. \tag{1}$$

Daraus folgt durch Integration

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \tag{2}$$

wobei die Integrationskonstante N_0 wieder die Zahl der im Zeitpunkt $t = 0$ vorhandenen Atome angibt. Ein Vergleich mit der oben angegebenen Gleichung für die Halbwertszeit ergibt

$$\lambda = \frac{1}{T} \log \text{nat}\, 2 = \frac{0.693}{T}. \tag{3}$$

Das Reziproke der Zerfallskonstanten $\tau = 1/\lambda = 1.443 T$ ist gleich der durchschnittlichen Lebensdauer. Die Halbwertszeit T wird auch als wahrscheinliche Lebensdauer bezeichnet, die reziproke Zerfallskonstante $1/\lambda = \tau$ als die mittlere Lebensdauer.

Die oben angegebene Gleichung (2) ist durch eine Gerade darstellbar, wenn man Koordinatenpapier verwendet, dessen Ordinate logarithmisch geteilt ist. Durch Be-

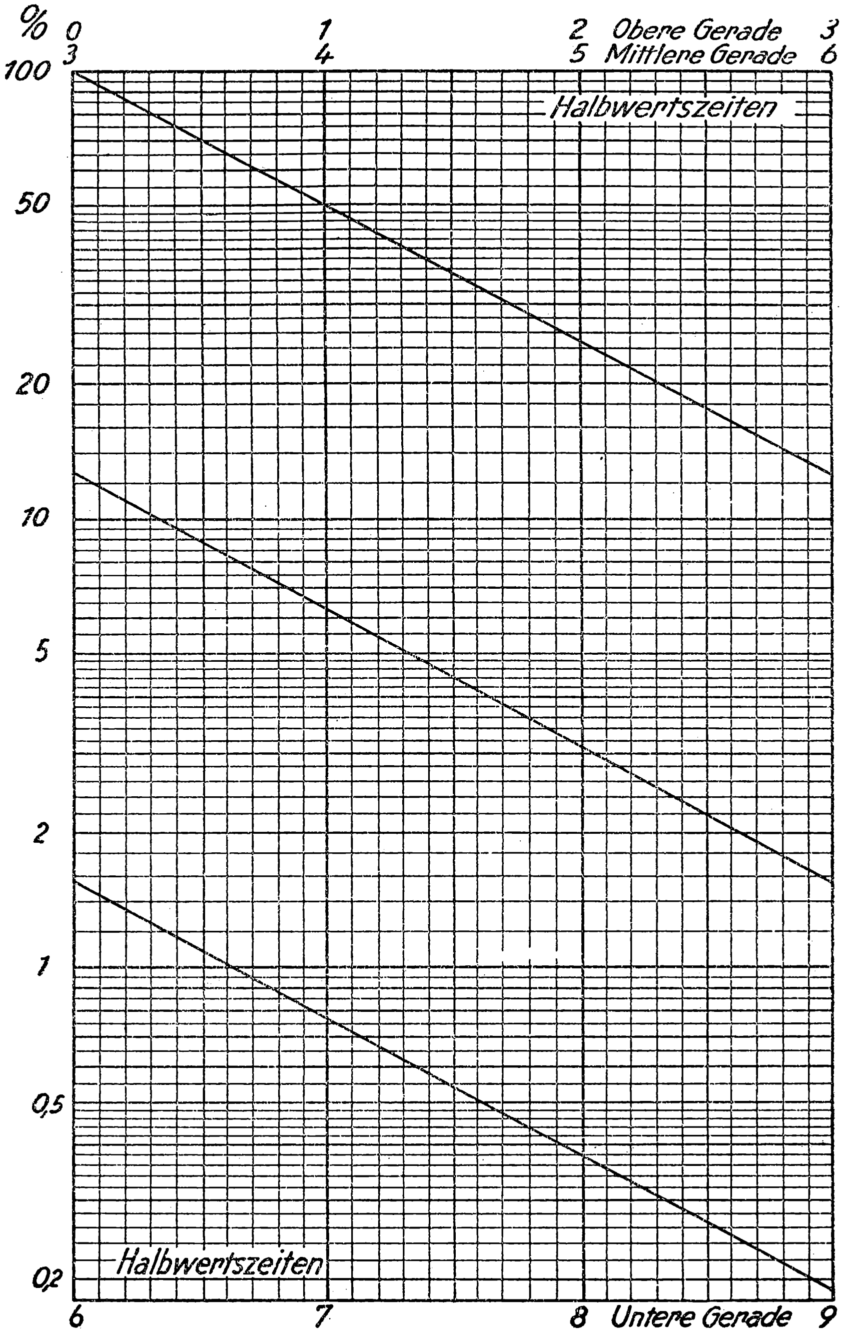


Abb. 13. Abfall eines einfachen radioaktiven Strahlers.

nutzung des Diagramms in Abb. 13 kann man das zeitraubende Rechnen mit gebrochenen Exponenten vermeiden. Die Abszisse ist in Halbwertszeiten eingeteilt, die Ordinate gibt die nach der betreffenden Zeit noch vorhandene Menge radioaktiver Substanz an. Arbeitet man viel mit der gleichen Substanz, wie das bei Untersuchungen mit Hilfe radioaktiver Indikatoren gewöhnlich der Fall ist, so zeichnet man sich zweckmäßig ein entsprechendes Diagramm für die betreffende Substanz, bei dem die Abszisse in Minuten oder bei längerlebigen Substanzen in Stunden oder Tage eingeteilt ist. Aus diesem kann man dann bequem den in jedem Zeitpunkt noch vorhandenen Anteil der ursprünglichen Aktivität ablesen.

Die an radioaktiven Substanzen beobachteten Halbwertszeiten sind außerordentlich verschieden, sie liegen zwischen 10^{-7} sec und 10^{17} Jahren. Bei Substanzen mit verhältnismäßig kurzer Halbwertszeit bestimmt man diese gewöhnlich direkt, das heißt, man mißt die Zeit, welche vergeht, bis die Strahlungsrate auf die Hälfte abgesunken ist. Bei Substanzen mit sehr großer Halbwertszeit ist dieses Verfahren natürlich nicht möglich. Hier bestimmt man dafür die Zerfallskonstante λ, das heißt, den Bruchteil der vorhandenen Atome, der in der Zeiteinheit zerfällt. Das letztere Verfahren setzt im allgemeinen voraus, daß eine wägbare Menge Substanz zur Verfügung steht, oder daß man wenigstens aus der Art der Herstellung genau weiß, wieviele radioaktive Atome vorhanden sind. Vielfach ist dies bei künstlich radioaktiven Stoffen nicht der Fall. Daher sind die Halbwertszeiten besonders langlebiger künstlich radioaktiver Stoffe nur ungenau bekannt.

Der Zerfall einer bestimmten radioaktiven Substanz ist völlig unabhängig von den äußeren Bedingungen, wie Druck, Temperatur, Konzentration oder chemischer Bindung. Eine Ausnahme bei der inversen Betaumwandlung werden wir noch kennenlernen. Das Zerfallsgesetz läßt sich aus der Voraussetzung ableiten, daß die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines bestimmten Atoms in jedem Augenblick genau gleich groß ist und nicht durch irgendwelche Ereignisse in der Umgebung dieses Atoms beeinflußt wird. Durch sehr eingehende Messungen hat *v. Schweidler* bewiesen, daß der Zerfall wirklich genau so vor sich geht, wie es die Gesetze des Zufalls erfordern.

Die heutige Physik hat die Auffassung, daß das einzelne Zerfallsereignis an einem Atom nicht durch eine Ursache im Sinne klassischer Kausalität bewirkt wird, die uns bloß infolge unserer noch mangelhaften Einsicht verborgen bleibt. Physikalisch bestimmt ist nur die Wahrscheinlichkeit, mit der das Ereignis innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls eintritt. Diese Wahrscheinlichkeit läßt sich auf Grund theoretischer Modellvorstellungen berechnen, worauf wir in den nächsten Paragraphen eingehen werden. Aus der Annahme einer dauernd konstanten Zerfallswahrscheinlichkeit für das einzelne Atom folgt für eine sehr große Anzahl von Atomen ohne weiteres das eben angegebene exponentielle Zerfallsgesetz. Ist W die Zerfallswahrscheinlichkeit, so zerfallen von N Atomen in der Zeiteinheit NW. W ist also identisch mit der oben definierten Zerfallskonstanten λ.

Hat man mehrere innerhalb einer radioaktiven Familie aufeinanderfolgende Substanzen mit den Zerfallskonstanten $\lambda_1, \lambda_2, \ldots \lambda_n$, von denen zu einem bestimmten Zeitpunkt jeweils $N_1, N_2, \ldots N_n$ Atome vorhanden sind, so lassen sich deren Atomzahlen N_t als Funktionen der Zeit aus folgenden Differentialgleichungen errechnen:

$$\begin{aligned} dN_1 &= -\lambda_1 N_1\, dt \\ dN_2 &= -\lambda_2 N_2\, dt + \lambda_1 N_1\, dt \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ dN_n &= -\lambda_n N_n\, dt + \lambda_{n-1} N_{n-1}\, dt \end{aligned} \tag{4}$$

Als Randbedingung muß man angeben, wie viele Atome von jeder Sorte im Zeitnullpunkt vorhanden waren. Die ausgewerteten Formeln für die Größen N_t werden im Falle mehrerer aufeinanderfolgender radioaktiver Körper ziemlich umständlich. Es sei nur die in der Praxis oft vorkommende Formel für zwei Körper angegeben, von denen im Zeitnullpunkt $N_{1,0}$ beziehungsweise $N_{2,0}$ Atome vorhanden waren:

$$\begin{aligned} N_1 &= N_{1,0}\, e^{-\lambda_1 t} \\ N_2 &= N_{1,0}\, \lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)\, e^{-\lambda_1 t} + \{N_{2,0} - N_{1,0}\, \lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)\}\, e^{-\lambda_2 t} \end{aligned} \tag{5}$$

Wichtig ist ferner der Fall von mehreren Körpern, die eine Zeit miteinander in Kontakt gehalten werden, die lange ist gegenüber allen vorkommenden Halbwertszeiten bis auf eine. Dann sind die Körper, die in der Zerfallsreihe vor dem mit langer Halbwertszeit liegen, bereits verschwunden, während die auf ihn folgenden dauernd aus diesem nachgebildet werden. Für letztere ist nach genügend langer Zeit ein Gleichgewicht erreicht, bei dem von jeder Atomart jeweils ebenso viele Atome zerfallen, wie wieder neu entstehen. Es müssen also von der Muttersubstanz ebenso viele Atome in der Zeiteinheit zerfallen, wie von der Tochtersubstanz; dann bleibt die Zahl der Atome in der Tochtersubstanz konstant. Formelmäßig ausgedrückt heißt das: $\lambda_x N_x = \text{const.}$ oder mit Worten: die Zahlen der von jeder Sorte vorhandenen Atome verhalten sich umgekehrt wie die zugehörigen Zerfallskonstanten.

In der Natur sind über 50 radioaktive Kernsorten bekannt. Die meisten von ihnen gehören drei radioaktiven Familien an, der Uran-Radium-Reihe, der Uran-Aktinium-Reihe und der Thorium-Reihe. In diesen drei Reihen ist der eben beschriebene Fall verwirklicht, daß aus einer sehr langlebigen, seit der Bildung der Elemente noch nicht völlig zerfallenen radioaktiven Muttersubstanz eine ganze Reihe kürzerlebiger Tochtersubstanzen dauernd nachgebildet werden. Neben diesen natürlich vorkommenden Radioaktiven ist es in den letzten Jahren gelungen, über tausend weitere radioaktive Atomarten künstlich zu erzeugen.

Trotz dieser großen Mannigfaltigkeit kennt man bloß eine kleine Zahl von radioaktiven Umwandlungstypen; von diesen soll in den nächsten Paragraphen die Rede sein.

Die meisten radioaktiven Strahlungen sind dadurch nachweisbar, daß sie die folgenden Effekte hervorrufen: sie regen einen Fluoreszenzschirm zum Leuchten an,

schwärzen eine photographische Platte und ionisieren einen bestrahlten Gasraum. Läßt man ein Gemisch von allen möglichen radioaktiven Strahlungen durch ein Magnetfeld laufen, so werden diese in vier Gruppen geteilt (Abb. 14). Zunächst gibt es eine, die gar nicht abgelenkt wird. Diese bezeichnet man als Gammastrahlung. Eine zweite Gruppe wird verhältnismäßig schwach abgelenkt; aus der Richtung der Ablenkung folgt, daß sie aus elektrisch positiv geladenen Teilchen besteht. Man bezeichnet sie mit Alphastrahlung. Bedeutend stärker und nach der anderen Seite wie die Alphastrahlung wird eine dritte Gruppe abgelenkt, die Betastrahlung. Sie besteht also aus elektrisch negativ geladenen Teilchen, wie wir noch sehen werden, aus Elektronen. Daneben gibt es bei vielen künstlich radioaktiven Elementen noch eine vierte Strahlenart. Diese verhält sich in allem genau so wie die Betastrahlung, wird aber nach der gleichen Seite abgelenkt wie die Alphastrahlung. Sie besteht daher aus Elektronen positiver Ladung, aus Positronen.

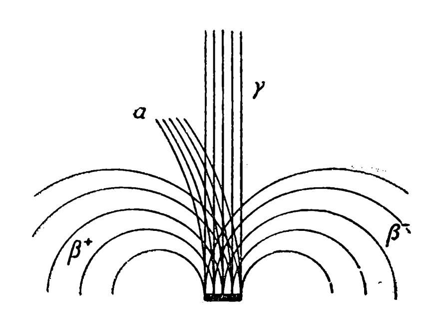


Abb. 14. Verhalten der verschiedenen radioaktiven Strahlungen im Magnetfeld (schematisch). α = Alphastrahlung, β^- = Betastrahlung, γ = Gammastrahlung, β^+ = Positronenstrahlung. Die magnetischen Kraftlinien verlaufen senkrecht zur Zeichenebene, der Nordpol des Magneten ist über der Zeichenebene zu denken.

Die Ionisation der Alpha-, Beta- und Gammastrahlung, und entsprechend auch die durch diese Strahlungen hervorgerufene Schwärzung einer photographischen Platte oder das durch sie angeregte Leuchten eines Fluoreszenzschirms, verhält sich größenordnungsweise wie 10000 : 100 : 1. Die Reichweiten der einzelnen Strahlungen in Materie verhalten sich gerade umgekehrt wie diese Zahlen. Man kann dadurch auch ohne magnetische Ablenkung die verschiedenen Strahlungen leicht voneinander unterscheiden. Über den Nachweis und die Reichweiten der verschiedenen Strahlungen werden wir in Abschnitt VIII ausführlich sprechen.

Im allgemeinen sendet eine bestimmte radioaktive Kernart nur eine Art von korpuskularer Strahlung aus, also entweder Alphateilchen oder Elektronen oder Positronen. Nur in vereinzelten Fällen bestehen für das gleiche radioaktive Atom zwei oder sogar drei verschiedene Zerfallsmöglichkeiten. Man spricht in diesem Falle von dualem oder von dreifachem Zerfall. Zur Berechnung eines solchen mehrfachen Zerfalls muß man jeder einzelnen Zerfallsart eine eigene Zerfallskonstante zuordnen nach der Definition, daß von N vorhandenen Atomen in der Zeiteinheit $N\lambda_1$ auf die Art 1, $N\lambda_2$ auf die Art 2 zerfallen usw. Die gesamte Zerfallskonstante für die mehrfach zerfallende Substanz ist dann $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3$; die Halbwertszeit ist wieder $T = \ln 2/\lambda$. Der radioaktive Zerfall ist häufig, aber keineswegs immer von Gammastrahlung begleitet. Die einzelnen Strahlungsarten sind in den folgenden Paragraphen näher beschrieben.

Zur Charakterisierung der Stärke eines radioaktiven Präparats gibt es eine Reihe von Einheiten. Die wichtigste Grundeinheit ist das Curie (c). Es bezeichnet die Anzahl der in der Zeiteinheit umgewandelten Kerne. Ein Curie war ursprünglich die Aktivität von einem Gramm Radium, oder von derjenigen Menge eines Zerfallsprodukts von Radium, das mit einem Gramm Radium in radioaktivem Gleichgewicht steht; das ist eine Menge, von der in der Sekunde rund $3{,}7 \times 10^{10}$ Atome zerfallen[1]). Diese ursprünglich nur für die Radiumfamilie gültige Zahl hat man auf alle radioaktiven Stoffe übertragen und definiert heute: 1 Curie $\equiv 3{,}700 \times 10^{10}$ Umwandlungen pro Sekunde. 1/1000 dieser Radioaktivität heißt ein Millicurie (mc). Das ist also diejenige Menge, von der pro Sekunde $3{,}7 \times 10^{7}$ Teilchen zerfallen. Weitere Untereinheiten sind ein millionstel Curie = 1 Mikrocurie (μc) mit $3{,}7 \times 10^{4}$ zerfallenden Atomen pro Sekunde und die wenig gebräuchliche, aber praktisch sehr zweckmäßige Einheit für ein milliardstel Curie: 1 Nanocurie (nc) mit 37 zerfallenden Atomen pro Sekunde. Da ein Zählrohr bei normaler geometrischer Anordnung etwa ein Viertel der zerfallenden Atome registriert — die Hälfte der Betateilchen geht in der Richtung vom Zählrohr weg, ein erheblicher Teil seitlich vorbei —, erhält man für ein Nanocurie rund 10 Stöße pro Sekunde, also etwa 600 pro Minute, das ist eine Stoßzahl, die mit einem guten Zählwerk gerade bequem zu messen ist. Sehr große Einheiten sind 1 Kilocurie (kc) = 1000 Curie und 1 Megacurie (Mc) = 1000000 Curie. Sie werden vor allem in der Reaktortechnik benötigt.

Für bestimmte Zwecke der Praxis werden daneben noch andere Einheiten gebraucht. Die Konzentration von Radiumemanationen in der Luft, in Quellwassern oder in bestimmten sonstigen Materialien mißt man gewöhnlich in Eman: 1 Eman = $= 10^{-10}$ c Radiumemanation im Liter. Daneben wird ebenfalls als Konzentrationseinheit für Radiumemanation die Mache-Einheit verwendet, die Definition ist: 1 Mache-Einheit Emanation ergibt (ohne ihre Folgeprodukte gemessen) in 1 Liter Luft bei Sättigung einen Ionenstrom von 10^{-3} elektrostatischen Einheiten ($3{,}33 \times 10^{-13}$ Amp.). Der Umrechnungsfaktor ist: 1 Mache-Einheit = 3,64 Eman, 1 Eman = 0,275 Mache-Einheiten.

Als Einheit der Strahlungsintensität verwendet man in Analogie zu den Röntgenstrahlen das Röntgen. 1 Röntgen (r) ist diejenige Strahlungsquantität, die in 1 cm^3 trockener Luft im Normalzustand (1,293 mg/cm^3) eine elektrostatische Einheit an Ionen jeden Vorzeichens erzeugt. Eine elektrostatische Einheit ergibt $2{,}08 \times 10^{9}$ Ionen. Die in r gemessene Strahlungsquantität bezeichnet man als Dosis. Die Dosis pro Zeiteinheit heißt Dosisleistung. Da pro erzeugtem Ion in Luft im Mittel eine Energie von 32,5 eV absorbiert wird, ergibt sich, daß pro r in 1 g Luft 83,7 erg absorbiert werden.

---

[1]) 1 g Radium enthält $N = L/A = 2{,}664 \times 10^{21}$ Atome (L ist die *Loschmidt*sche Zahl, A das Atomgewicht). Die Zerfallskonstante des Radiums ist $\lambda = 1{,}390 \times 10^{-11}$ sec. Das Produkt gibt die Zahl der in der Sekunde zerfallenden Atome: $N \times \lambda = 3{,}71 \times 10^{10}$ sec.

Neuerdings mißt man die absorbierte Dosis in rad und definiert unabhängig von der absorbierenden Substanz als 1 rad diejenige Dosis, bei der 100 erg je Gramm Substanz absorbiert werden. In Luft ist also 1 r = 0,84 rad. Früher war vor allem in der Biologie die Einheit rep (roentgen equivalent physical) in Gebrauch. Sie ist definiert als diejenige Dosis einer ionisierenden Strahlung, von der je Gramm Körpergewebe 93 erg absorbiert werden. Damit in Zusammenhang steht die Einheit rem (roentgen equivalent men), definiert als diejenige Dosis einer ionisierenden Strahlung, die den gleichen biologischen Effekt hervorruft wie 1 rep.

1 g Radium zusammen mit seinen Folgeprodukten ergibt hinter 0,5 mm Platin in 1 cm Abstand 133 r/min (*Eve*sche Zahl) oder 8000 r pro Stunde. m Gramm Radium ergeben also in a m Abstand $\frac{0{,}8\,m}{a^2}$ r/h.

Eine beliebige radioaktive Substanz gibt durch ihre Gammastrahlung in einem Meter Abstand in einer Stunde pro Curie η Röntgen, wobei η eine Zahl in der Größenordnung 1 ist, deren genauer Wert von der Art des betreffenden Strahlers abhängt. In der folgenden Tabelle sind einige Werte für häufiger gebrauchte radioaktive Substanzen angegeben.

Dosisleistung einiger Gammastrahler

Strahler	γ-Dosisleistung in r/h pro Curie in 1 m Abstand	Strahler	γ-Dosisleistung in r/h pro Curie in 1 m Abstand
Na^{24}	1,96	J^{131}	0,23
K^{42}	0,16	$Cs^{137} + Ba^{137}$	0,34
Fe^{59}	0,66	Jr^{192}	0,35
Co^{60}	1,35	Au^{198}	0,24
Cu^{64}	0,12	Ra^{226} + Folgeprodukte	0,80[1])

[1]) Hinter 0,5 mm Platin.

Als Toleranzdosis, das heißt als die Dosis, der ein Mensch ausgesetzt werden darf, gilt heute als maximale Wochendosis bei Ganzkörperbestrahlung 0,3 r, jedoch darf diese Dosis nicht regelmäßig jede Woche verabreicht werden. Die gesamte Jahresdosis darf 5 r nicht übersteigen. Nach einer innerhalb kurzer Zeit empfangenen Dosis von mehr als 25 r sind ernste Gesundheitsschäden zu erwarten, eine Dosis von 400 r ist in der Hälfte der Fälle bereits tödlich.

§ 13. *Die Gammastrahlung und das Termsystem des Kerns*

Wir wollen uns nicht an die alphabetische Reihenfolge halten, sondern erst die Gammastrahlung besprechen, deren Mechanismus am einfachsten zu verstehen ist. Die in einem Magnetfeld nicht ablenkbare Gammastrahlung besteht aus einer sehr

kurzwelligen elektromagnetischen Strahlung, also aus sehr energiereichen Lichtquanten oder, wie man heute besser sagt, Photonen. Zwischen weicher Gammastrahlung und harter Röntgenstrahlung besteht keinerlei Unterschied. Die Entstehung der Gammastrahlung aus dem Kern ist völlig analog der Entstehung der optischen Lichtstrahlung aus der Atomhülle. Ebenso wie die Atomhülle kann auch ein Kern nicht beliebige Anregungsenergien aufnehmen, sondern es gibt in ihm nur ganz bestimmte diskrete mögliche Energiezustände.

Ein Kern, der hinreichend lange Zeit sich selbst überlassen ist, geht immer in den Grundzustand über. Hat jedoch irgendeine Kernumwandlung, zum Beispiel ein radioaktiver Prozeß, eine Spaltung oder eine Kernreaktion stattgefunden oder ist dem Kern durch Absorption eines Gammaquants oder durch einen unelastischen Stoß (s. § 16) Energie zugeführt worden, so befindet er sich häufig zunächst in einem angeregten Zustand, das heißt in einem Zustand, in dem er mehr Energie enthält und damit etwas größere Masse hat als im sogenannten Grundzustand. Er wird dann nach einiger Zeit in einen niedriger angeregten Zustand oder in den Grundzustand übergehen. Die Übergangszeiten sind sehr verschieden. Die Halbwertszeit für einen angeregten Zustand kann zwischen 10^{-16} sec und vielen Jahren liegen.

Hat die Halbwertszeit eine bequem meßbare Dauer, so nennt man den angeregten höheren Zustand ein Isomer zum Kern im Grundzustand. Die Lebensdauer des angeregten Zustands hängt ab von der Energiedifferenz, vom Unterschied im Kernspin und in den Paritätsverhältnissen der beiden Zustände und vom Radius des betreffenden Kerns.

Die Energie eines Gammaquants muß immer gleich der Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen des betreffenden Kerns sein, genau wie in der Optik die Energie eines Lichtquants der Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen der Atomhülle entspricht. Hat man die Gammaenergien für einen Kern genau gemessen, so kann man daraus durch Kombination ein sogenanntes Termschema aufstellen. Ein derartiges Schema ist in Abb. 17 gezeichnet. Die aus den gemessenen Gammaenergien berechneten Termenergien sind in das Schema eingetragen.

Die Energie von Gammaquanten ist auf verschiedene Weise meßbar. Wenn die Quantenenergie nicht allzu hoch ist, verwendet man sogenannte Kristallspektrometer. Das sind Geräte, in denen der Gammastrahl an einem Kristallgitter gebeugt wird, genau so wie ein Röntgenstrahl in einem Röntgenspektrometer. Die an den verschiedenen Gitterebenen des Kristalls reflektierten Strahlen löschen sich nur dann nicht durch Interferenz aus, wenn der Gangunterschied zwischen zwei an benachbarten Ebenen reflektierten Strahlen $2\,d \sin \varphi$ (s. S. 102) gerade gleich einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge λ ist. Dann gilt die bekannte *Bragg*sche Interferenzbedingung

$$n\,\lambda = 2\,d\,\sin\,\varphi.$$

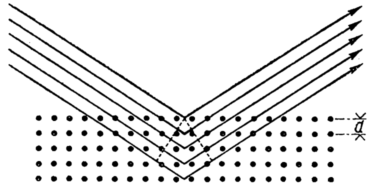


Abb. 15. *Bragg*sche Interferenz am Kristallgitter.

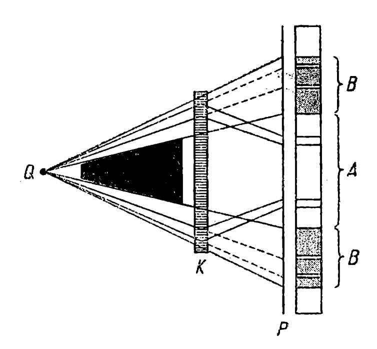


Abb. 16. Anordnung von *Rutherford* und *Andrade* zur Beobachtung von Gammaspektren.

Ein besonders einfaches, schon 1914 von *Rutherford* und *Andrade* konstruiertes Gammaspektrometer zeigt Abb. 16. Die von einem Präparat Q ausgehende Gammastrahlung durchsetzt eine Kristallplatte *K*. Nur bei den Einfallswinkeln, für die die *Bragg*sche Bedingung erfüllt ist, tritt Reflexion an den Gitterebenen ein. Man erhält daher im Teil *A* der photographischen Platte *P* schwarze Linien entsprechend der reflektierten Gammastrahlung. An den Stellen *B* entstehen dafür im kontinuierlich geschwärzten Untergrund helle Linien, da hier die reflektierte Intensität fehlt.

Heute hat man die Methode erheblich verbessert, insbesondere durch Verwendung gebogener Kristalle, die analog einem *Rowland*schen Beugungsgitter eine Art optische Abbildung erlauben und dadurch wesentlich weniger Intensität des Strahlers erfordern. An Stelle der photographischen Platte wird regelmäßig wegen der viel größeren Empfindlichkeit ein Zählrohr oder, noch besser, ein Szintillationszähler (§ 41) verwendet. Die Methode liefert in einem Energiebereich um 100 keV sehr gute Resultate, oberhalb von 1 MeV ist sie nur noch beschränkt anwendbar, da hier die Wellenlängen der Gammastrahlung im Vergleich zu den Gitterabständen eines Kristalls, die in der Größenordnung einiger Ångstrøm liegen, zu klein sind. In allen Fällen erfordert diese Methode verhältnismäßig starke Präparate.

Eine zweite, allerdings recht ungenaue Methode zur Messung der Gammastrahlenergie besteht darin, daß man die Absorption der Gammastrahlung in verschieden dicken Materieschichten bestimmt. Je energiereicher die Gammastrahlung ist, desto weniger wird sie im allgemeinen absorbiert. In § 46 wird davon noch die Rede sein. Die Methode ist für eine genaue Bestimmung der Quantenenergie ungeeignet, jedoch kann sie für orientierende Untersuchungen eine sehr wichtige Hilfe sein.

Sehr viel genauer ist es, die Energie der durch die Gammastrahlen erzeugten Sekundärelektronen zu messen. Die kinetische Energie dieser Sekundärelektronen ist etwas kleiner als die Energie der Gammaquanten, die sie ausgelöst haben, und zwar gerade um den Betrag, der nötig ist, um das Elektron aus der Atomhülle zu lösen, also um die Ionisierungsenergie für die betreffende Elektronenschale, die regelmäßig genau bekannt ist. Die Energie der durch die Gammastrahlung erzeugten Photoelektronen wird ebenso wie die Energie der Betastrahlung dadurch gemessen, daß man die Krümmung ihrer Bahn in einem Magnetfeld beobachtet.

Bisher haben wir nur von der Energie gesprochen, die die Gammaquanten mit sich führen. Es gibt jedoch bei der Gammastrahlung noch zwei weitere physikalische Größen, die wenigstens im Prinzip der Messung zugänglich sind und deren Kenntnis wichtige Rückschlüsse auf die Eigenschaften der an den betreffenden Übergängen

beteiligten Kernniveaus erlauben. Diese Eigenschaften sind die Intensität und die Richtungsverteilung der Strahlung. Das Intensitätsverhältnis mehrerer vom gleichen Term ausgehenden Gammalinien ist ein Maß für die Verteilung der Wahrscheinlichkeiten zwischen diesen Übergängen. Sind die Ausgangsterme verschieden, geht noch die jeweilige Anregungswahrscheinlichkeit für den Ausgangsterm als Faktor ein. Diese hängt davon ab, durch welchen Prozeß der angeregte Zustand entsteht.

Abb. 17 zeigt als Beispiel das Termschema für den Kern Bor 10. Links ist die Anregungsenergie für jeden Term angegeben, rechts der zugehörige Spin und die Parität. Eingeklammerte Werte sind unsicher. Die Pfeile bezeichnen die beobachteten Gammaübergänge; die daran geschriebenen Zahlen die relativen Intensitäten der von einem Zustand ausgehenden Übergänge.

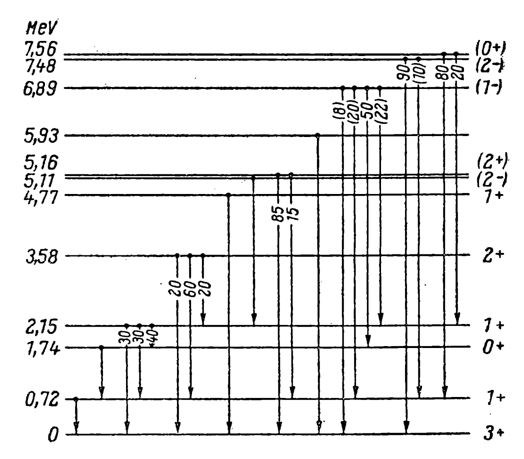


Abb. 17. Termschema und Gammaübergänge in B^{10}.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten hängen unmittelbar mit der Lebensdauer der betreffenden Zustände zusammen. Sie lassen sich, wie jede andere Umwandlungswahrscheinlichkeit für einen radioaktiven Prozeß, durch eine bestimmte Zerfallskonstante λ kennzeichnen. Es sei λ_{ik} die Wahrscheinlichkeit, daß ein Übergang vom Zustand i zum Zustand k erfolgt. Dann ist die gesamte Zerfallswahrscheinlichkeit für den Zustand i $\lambda_i = \sum\limits_k \lambda_{ik}$ und die mittlere Lebensdauer dieses Zustands $\tau_i = 1/\lambda_i$. Die Intensitäten der vom i-ten Zustand ausgehenden Gammastrahlungen verhalten sich wie die zugehörigen Werte λ_{ik}. Diese Intensitätsverhältnisse sind immer verhältnismäßig leicht der Messung zugänglich und ergeben die relativen Werte der Größen λ_{ik}. Wenn die Werte für die Lebensdauern der Zustände groß genug sind, also über 10^{-9} sec liegen, so sind auch die Absolutwerte der Messung zugänglich. Solche Messungen der Lebensdauer eines Zustands sind zum Beispiel durch Beobachtung von verzögerten Koinzidenzen möglich (§ 45).

Weniger gut kann man die Richtungsverteilung der Gammastrahlung messen. Diese Messung wäre sehr einfach, wenn man die beteiligten Atomkerne ausrichten könnte, so daß ihre Spinachsen parallel stünden. Dies wäre im Prinzip dadurch möglich, daß man die Kerne, die ja mit dem Spin ein magnetisches Moment gekoppelt haben, in einem hinreichend starken Magnetfeld ausrichtet wie Magnetnadeln. Diese Ausrichtung wird aber in den technisch erreichbaren Magnetfeldern durch die unvermeidliche Temperaturbewegung gestört, im allgemeinen sogar völlig zerstört. Damit ein Ausrichtungseffekt gegenüber der Temperaturbewegung bestehen bleibt,

muß die Energiedifferenz zwischen den verschiedenen möglichen Lagen mindestens von der Größenordnung kT sein, wobei k die *Boltzmann*sche Konstante ($1{,}38 \times 10^{-16}$ erg/Grad) und T die absolute Temperatur ist. Die durch die Ausrichtung eines Kerns mit dem magnetischen Moment μ im Magnetfeld H bewirkte Energieänderung ist μH. μ ist von der Größenordnung eines Kernmagnetons, also etwa gleich $5 \cdot 10^{-24}$ elektromagnetische Einheiten. Die höchsten technisch erreichbaren Magnetfelder liegen etwa bei 40000 Örsted, die Energie μH ist dann von der Größenordnung 10^{-19} erg. Man könnte also erst bei Temperaturen unter 1/1000 Grad eine einigermaßen ungestörte Ausrichtung erwarten. So niedrige Temperaturen lassen sich aber technisch nicht erreichen. Im Inneren bestimmter paramagnetischer Atome kommen Felder von mehreren hunderttausend Örsted vor. Diese Atome kann man durch die magnetischen Momente ihrer Hüllen, die um gut drei Größenordnungen größer sind als die magnetischen Momente der Atomkerne, in technisch bequem erreichbaren Magnetfeldern bei entsprechend niedriger Temperatur ausrichten. Bei Temperaturen in der Größenordnung $1/100^0\,K$ wird dann auch schon eine merkliche Ausrichtung der Kerne stattfinden. Solche Temperaturen sind in Kältelaboratorien eben noch erreichbar. Die Methode ist allerdings auf einige wenige Atomsorten beschränkt, die entsprechend hohe innere Magnetfelder haben. Dazu gehört zum Beispiel Kobalt. An solchen ausgerichteten Kernen ist eine deutliche Richtungsanisotropie der Gammastrahlung bemerkbar. Jedoch ist die Ausrichtung nicht vollständig genug, um die Richtungsverteilung der Gammastrahlung mit größerer Genauigkeit zu messen.

Ganz ohne die Verwendung von tiefen Temperaturen und Magnetfeldern kann man eine solche Richtungsanisotropie feststellen, wenn man die Winkelkorrelationen zwischen zwei praktisch gleichzeitig in Kaskade auftretenden Gammaquanten mißt, was wieder durch Koinzidenzmessungen möglich ist. Diese meßbare Winkelverteilung muß eine Funktion der beiden Winkelverteilungsfunktionen für jedes einzelne Gammaquant sein. Solche Messungen sind vielfach durchgeführt worden und erlauben wesentliche Aussagen über die Eigenschaften der an den Übergängen beteiligten Zustände (s. auch § 9).

Theoretisch hängt die Winkelverteilung der Gammastrahlung von dem Spin und der Parität der beiden beteiligten Zustände ab. Die Ausstrahlung läßt sich mathematisch genau so wie die Ausstrahlung irgendeiner makroskopischen Antenne als eine Summe von sogenannten Multipolstrahlungen darstellen. Die Grundschwingung einer Antenne entspricht dabei einer Dipolstrahlung, das heißt, das zugehörige Strahlungsfeld kommt zustande, wenn ein positiver und ein negativer Pol gegeneinander schwingen. Das nächste Glied in der Multipolentwicklung ist eine Quadrupolstrahlung, die entsteht, wenn zwei gleichnamige Pole gegen einen doppelt so großen entgegengesetzt geladenen schwingen. Die höheren Glieder sind durch 2^L Pole gegeben, wobei L eine Quantenzahl ist, die die Ordnung des Multipols darstellt. Bei dieser Art von Ausstrahlung steht der elektrische Feldvektor parallel zur Antenne, also zur Dipolachse. Man spricht dann von elektrischer Ausstrahlung, da sich das

elektrische Moment der Antenne periodisch ändert. Aber selbstverständlich sind im Strahlungsfeld elektrische und magnetische Wellen gleichmäßig vorhanden, wie es die *Maxwell*sche Theorie erfordert. Man kann die Ausstrahlung auch durch das periodisch veränderliche magnetische Moment einer Stromschleife erzeugen (Rahmenantenne). In diesem Fall steht die Polarisationsrichtung (der elektrische Vektor) senkrecht zur Dipolrichtung. Man spricht von magnetischer Ausstrahlung. Eine analoge Entwicklung nach Multipolstrahlungen läßt sich auch für den gammastrahlenden Kern machen, ebenso natürlich für die lichtausstrahlende Atomhülle. Jedem einzelnen Multipol entspricht eine bestimmte Richtungsverteilung, genau die gleiche, wie bei der makroskopischen Antenne und eine bestimmte Polarisationsrichtung der Quanten. Mit zunehmender Ordnung, also zunehmenden Werten von L, wird das Strahlungsfeld einer Antenne sehr schnell schwächer, die ausgestrahlte Intensität also kleiner. Dem entspricht beim Gammastrahler eine entsprechend längere Lebensdauer des angeregten Zustands. Je nach der Multipolordnung der Strahlung und der Polarisation der Quanten spricht man von einer *E 1-*, *E 2-*, *E 3-* oder *M 1-*, *M 2-*, *M 3-* usw. Strahlung, wenn es sich um die Strahlung eines elektrischen oder magnetischen Multipols handelt.

Beim Übergang zwischen zwei Kerntermen muß nicht immer eine einzige reine Multipolstrahlung auftreten, sondern die Richtungsverteilung kann in bestimmten Fällen einer Mischung von mehreren Multipolen entsprechen. Praktisch spielen aber nie mehr als zwei eine Rolle. Regelmäßig ist die niedrigste Ordnung die intensivste und daher wesentlich für die Richtungsverteilung bestimmend. Allgemein kann man sagen, wenn von den am Übergang beteiligten Zuständen der eine den Spin I_1, der andere den Spin I_2 hat, so treten Multipole in den Ordnungen $|I_2 - I_1|$ bis $I_2 + I_1$ auf gemäß der Ungleichung $|I_2 - I_1| \leqslant L \leqslant I_2 + I_1$. Die stärkste Ausstrahlung hat die Ordnung $|I_2 - I_1|$. Ein Monopol ($L = 0$) kann kein Strahlungsfeld ergeben. Wenn $I_1 = I_2$, ist also die Hauptausstrahlung eine Dipolstrahlung. Nur wenn $I_1 = I_2 = 0$, ist auch die höchste mögliche Multipolordnung $I_1 + I_2 = 0$ und es kann gar keine Ausstrahlung erfolgen. Ein Übergang zwischen zwei Energietermen, die beide den Spin 0 haben, ist daher durch direkte Gammastrahlung nicht möglich, eine Regel, die durch das Experiment ausgezeichnet bestätigt wird.

Theoretische Betrachtungen erlauben es, bei vorgegebener Multipolordnung, Quantenenergie und Kernladung, die Übergangswahrscheinlichkeiten und damit die mittleren Lebensdauern der angeregten Zustände zu berechnen. Die Abb. 18 zeigt den Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Quantenenergie bei verschiedenen Multipolübergängen für diesen Kern mit der Massenzahl 100. Dabei ist angenommen, daß nur ein einzelnes Proton im Kern angeregt ist. Bei elektrischen Übergängen ist die Übergangswahrscheinlichkeit proportional zu $A^{2L/3}$ bei magnetischen zu $A^{2(L-1)/3}$. Die hier angegebene Übergangswahrscheinlichkeit bezieht sich nur auf den Gammaübergang, nicht auf die in vielen Fällen dazu in Konkurrenz auftretende innere Umwandlung.

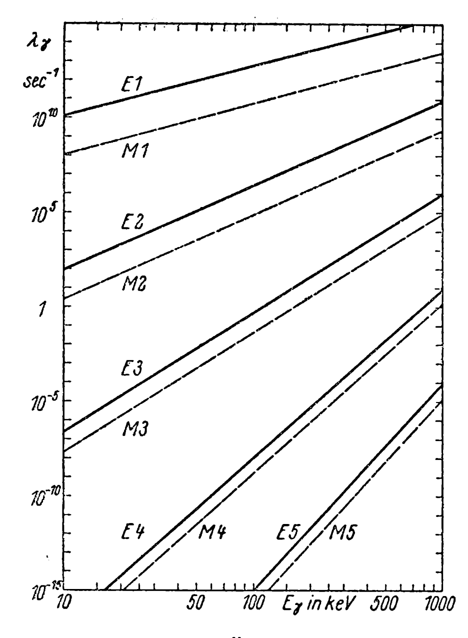


Abb. 18. Berechnete Übergangswahrscheinlichkeiten für verschiedene Arten von Gammaübergängen bei Anregung eines einzelnen Protons. Da die Voraussetzung, daß nur ein einzelnes Proton im Kern angeregt ist, bei einem großen Teil der Kernzustände nicht erfüllt ist, ergeben sich für die tatsächlich gemessenen Übergangswahrscheinlichkeiten gegenüber dem hier Dargestellten vielfach Unterschiede um ein bis zwei Zehnerpotenzen, insbesondere dann, wenn der betreffende Zustand durch Anregung eines Neutrons hervorgerufen ist.

Die Polarisationsrichtung der Quanten oder, anders gesagt, die Entscheidung, ob ein elektrischer oder ein magnetischer Multipol vorliegt, hängt davon ab, ob die Parität der beiden beteiligten Zustände gleich oder verschieden ist. Bei gleicher Parität sind nur ungerade elektrische oder gerade magnetische Multipole möglich, bei ungleicher Parität gilt das Entgegengesetzte.

Die Polarisation einer Gammastrahlung läßt sich aus der Richtungsverteilung der durch sie erzeugten Sekundärelektronen (Compton-Elektronen, s. § 46) experimentell ermitteln. Die Art eines Übergangs ist also, wenigstens im Prinzip, experimentell feststellbar. Wenn man sie kennt, kann man aus ihr bei bekanntem Spin und bekannter Parität des Grundzustands auf die entsprechenden Größen der angeregten Zustände schließen. Da die Kenntnis dieser Größen für die Theorie des Kernaufbaues von entscheidender Bedeutung ist, sind in den letzten Jahren zahlreiche Experimente dieser Art angestellt worden.

Nun ist die Richtungsverteilung der Gammastrahlung, wie wir eben ausgeführt haben, praktisch nicht so ohne weiteres feststellbar, weil es nicht gelingt, die Kerne wirklich auszurichten. Man hat aber noch eine weitere Möglichkeit, etwas über die Multipolordnung eines Übergangs zu erfahren. Diese beruht auf der immer möglichen Bestimmung des sogenannten inneren Umwandlungskoeffizienten. Wir haben oben gesehen, daß ein Gammaquant imstande ist, aus einem Atom durch Photoeffekt ein Elektron herauszuschlagen, auf das es dabei seine Energie überträgt. Ein analoger Effekt kann bereits in der Hülle des eigenen Atoms stattfinden. Man nennt ihn dann innere Umwandlung. Gegenüber der äußeren Umwandlung in einem Fremdatom besteht aber ein bemerkenswerter Unterschied. Bei der inneren Umwandlung ist es nämlich gar nicht nötig, daß das Gammaquant als solches zunächst gebildet wird. Die Energieübertragung kann ohne diesen Zwischenschritt direkt auf das Hüllenelektron erfolgen. Die Energie des außen beobachteten Elektrons ist dann gleich der Energiedifferenz der beiden Terme minus seiner Ionisierungsenergie. Innere Um-

wandlung kann in der K-Schale, in der L-Schale und auch in höheren Schalen auftreten. Was man experimentell beobachtet, ist die Aussendung von Elektronen mit diskreten Energien. Früher hat man diese Ausstrahlung homogene Betastrahlung genannt. Sie hat aber mit der wahren Betastrahlung, von der wir in § 15 sprechen werden, nichts zu tun. Die Energie dieser Sekundärelektronen kann sehr exakt in einem Betaspektrographen gemessen werden, in dem man die Bahnkrümmung der Elektronen in einem gegebenen Magnetfeld mißt. Durch Intensitätsmessung läßt sich der innere Umwandlungskoeffizient α bestimmen. Er ist definiert als $\alpha = N_e/N_\gamma$, wobei N_γ die Zahl der Übergänge bedeutet, bei denen ein Gammaquant ausgestrahlt wird, N_e die Zahl derjenigen, bei denen ein Elektron herauskommt. Neben den Elektronen, die aus der K-Schale kommen, hat man immer eine zweite Gruppe, deren Energie um die Energiedifferenz zwischen K- und L-Schale größer ist, die also aus der L-Schale stammen. Man kann so für jede Schale einen eigenen Umwandlungskoeffizienten α_K, α_L usw. messen. Das Verhältnis α_K/α_L erlaubt wieder Rückschlüsse auf die Multipolordnung des betreffenden Übergangs.

Wir haben vorhin erwähnt, daß ein Gammaübergang zwischen zwei Termen, die beide den Spin 0 haben, nicht möglich ist. Dies gilt nicht mehr für die Elektronenemission durch innere Umwandlung. Die der Termdifferenz entsprechende Energie kann in diesem Fall direkt an ein Elektron abgegeben und so ausgestrahlt werden. Der Koeffizient für die innere Umwandlung α ist dann unendlich groß, die zu der betreffenden Elektronenenergie gehörige Gammalinie fehlt.

Die Umwandlungskoeffizienten steigen mit zunehmender Kernladung stark an, was anschaulich ohne weiteres verständlich ist, denn bei hoher Kernladung ist auch die Elektronendichte der Hülle am Ort eines Kerns besonders groß und diese geht natürlich als ein Faktor in die Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkung ein.

§ 14. *Die Alphastrahlung und das Gamowsche Kernmodell*

Die Alphastrahlung besteht aus zweifach ionisierten Heliumatomen, also aus Heliumkernen, das sind Teilchen mit der Ladung 2 und Masse 4. *Rutherford* und *Royds* haben dies einwandfrei bewiesen, indem sie das aus Alphateilchen entstandene Helium spektroskopisch nachgewiesen haben. Durch Aussendung eines Alphateilchens muß sich daher ein Atomkern in einen anderen verwandeln, dessen Atomgewicht um vier Masseneinheiten kleiner ist und dessen Kernladung um zwei Elementarquanten niedriger liegt als die entsprechenden Größen für den Ausgangskern. Der Kern ist also durch die Alphaemission im periodischen System der Elemente um zwei Plätze nach links gerückt.

Die von gleichartigen Kernen ausgesandten Alphateilchen scheinen bei nicht allzu genauer Betrachtung alle die gleiche Energie und damit auch die gleiche Reichweite zu haben. Erst um 1930 fand *Rosenblum*, daß auch die scheinbar homogene

Alphastrahlung im allgemeinen eine Feinstruktur aufweist. Etwa um die gleiche Zeit stellten *Rutherford* und seine Mitarbeiter fest, daß bei manchen Strahlern der anscheinend homogenen Alphastrahlung noch wenig intensive Gruppen von sehr viel größerer und gelegentlich auch von sehr viel kleinerer Energie als der des Hauptanteils beigemischt waren. Heute hat man gerade aus dieser Struktur der Alphastrahlung sehr wertvolle Aufschlüsse über das Termsystem der schweren Kerne gewonnen. Wir werden weiter unten noch ausführlich darauf eingehen.

Betrachtet man die Alphastrahlung verschiedener Kerne, so zeigt sich, daß zwischen der Reichweite der Alphateilchen und der Halbwertszeit des Strahlers eine enge Beziehung besteht. Je größer die Halbwertszeit, also die Lebensdauer des Strahlers ist, desto kleiner ist die Reichweite und damit die bei dem Prozeß frei werdende Energie. *Geiger* und *Nuttall* haben das Gesetz gefunden, daß der Logarithmus der Anfangsenergie eines Alphateilchens dem Logarithmus der reziproken Halbwertszeit des Strahlers proportional ist. Der Proportionalitätsfaktor ist dabei allerdings für die verschiedenen radioaktiven Familien ein klein wenig verschieden. Innerhalb einer Familie ist das Gesetz aber jedesmal exakt erfüllt.

Eine quantitative Erklärung für dieses Gesetz war erst auf Grund der Wellenmechanik möglich. Durch Anwendung wellenmechanischer Grundsätze konnte der Mechanismus der Alphastrahlung modellmäßig dargestellt werden; gleichzeitig ergab sich auch eine Erklärung für das auf Seite 34 erwähnte Paradoxon. Die betreffende Theorie wurde 1928 von *Gamow* aufgestellt. Die Grundlage dieser Theorie ist die von der Wellenmechanik geforderte Durchlässigkeit dünner Potentialschwellen für atomare Teilchen.

Den Begriff einer Potentialschwelle können wir uns leicht im Potential eines Gravitationsfeldes, nämlich im Schwerefeld der Erde, veranschaulichen. Nahe der Erdoberfläche ist das Potential an irgendeinem Punkt durch den Abstand dieses Punkts vom Erdboden, also durch seine Höhe gegeben. Als Potentialschwelle stellen wir uns nun eine irgendwie geformte Erhöhung von der Höhe h vor (Abb. 19). Rollen wir eine Kugel gegen diese Erhöhung, so wird sie je nach ihrer Geschwindigkeit ein gewisses Stück an dem Berg hochlaufen, so lange, bis sich ihre ganze kinetische Energie in potentielle Energie umgesetzt hat. Sie wird also in einer bestimmten Höhe h' wieder umkehren und zurücklaufen. Solange h' kleiner ist als h, kann die Kugel nicht über die Erhebung hinübergelangen.

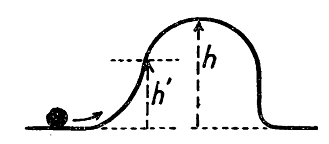


Abb. 19. Beispiel einer Potentialschwelle.

Die hier betrachtete Erhebung ist nichts anderes als eine Potentialschwelle im Schwerefeld der Erde. Analoge Potentialschwellen kann es in jedem Kraftfeld geben, dem man ein Potential zuordnen kann, also zum Beispiel in einem elektrischen Feld. Das negativ geladene Gitter einer Verstärkerröhre stellt für Elektronen eine derartige Schwelle im elektrischen Feld dar.

Das Innere eines Atomkerns ist nun ebenfalls von einer solchen Potentialschwelle umgeben. Außerhalb des Kerns hat man ein Coulomb-Feld, also ein elektrisches Potential, dessen Höhe umgekehrt proportional dem Abstand des betreffenden Ortes vom Kernmittelpunkt ist. Dieses Potential kann sich natürlich nicht nach demselben Gesetz bis zur Kernmitte hin fortsetzen, denn in der Kernmitte würde es ja unendlich groß werden. Die Versuche über Streuung von Alphateilchen an Atomkernen legen nahe, daß das Potential in einem bestimmten Abstand vom Kernmittelpunkt wieder umbiegt, so daß um die Kernmitte herum ein Potentialwall entsteht. Dieser Verlauf ist in Abb. 20 im Querschnitt gezeichnet. Es läßt sich allerdings aus den vorliegenden Versuchsergebnissen nicht ohne weiteres entscheiden, ob das Umbiegen des Potentials plötzlich und unstetig erfolgt (gestrichelte Linie), oder ob es allmählich umbiegt (ausgezogene Linie). Für die modellmäßige Darstellung des Alphazerfalls spielt jedoch nur die Existenz eines Potentialwalls um den Kern eine wesentliche Rolle, nicht dessen spezielle Form.

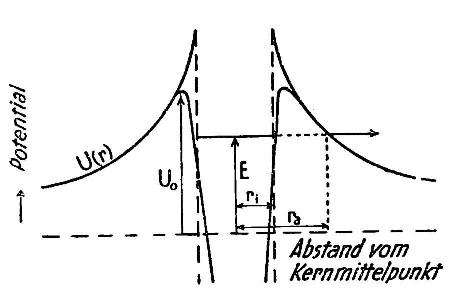


Abb. 20. Potential eines Atomkerns gegenüber einem geladenen Teilchen (schematisch).

Würde die klassische Mechanik gelten, so könnte ein im Kerninneren befindliches Teilchen nur dann aus ihm austreten, wenn seine Energie so groß ist, daß es über den Potentialwall hinwegfliegen kann. Nach der Wellenmechanik ist das aber anders. Hier besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß auch ein Teilchen mit zu geringer Energie nach einiger Zeit auf die andere Seite einer genügend schmalen Potentialmauer gelangt, daß es also, anschaulich gesagt, durch den Potentialwall hindurchschlüpft. Diese Wahrscheinlichkeit wird um so größer, je kleiner der Teil des Potentialwalls ist, unter dem das betreffende Teilchen sozusagen hindurchschlüpfen muß (also der über der Höhe E liegende Teil des Walls in Abb. 20).

Nehmen wir an, in einem Atomkern befinden sich Alphateilchen mit einer Energie, die größer als Null ist, also Alphateilchen, die sich in einem Energieniveau befinden, das um einen Betrag E höher liegt als das äußere Nullniveau des Potentials, das heißt des Potentials eines in sehr großer Entfernung vom Tochterkern befindlichen Alphateilchens. E soll jedoch kleiner sein als die Höhe U_0 des Potentialwalls. Das Teilchen geht in diesem Fall mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit im Laufe einer gewissen Zeit durch den Potentialwall hindurch und befindet sich dann außerhalb des Kerns. Der Kern hat also ein Alphateilchen ausgestrahlt. Dieses wird nach dem Durchlaufen des Coulomb-Felds eine kinetische Energie haben, welche gleich seiner ursprünglichen potentiellen Energie E ist. Die Wahrscheinlichkeit des Austritts aus dem Kern ist in jedem Augenblick gleich groß; daraus folgt für eine große Anzahl gleicher Kerne das auf S. 48 erwähnte exponentielle Zerfallsgesetz. Die Durch-

dringungswahrscheinlichkeit W einer solchen Potentialschwelle läßt sich nach der *Gamow*schen Theorie berechnen, in erster Näherung gilt

$$W = \exp\left\{-\frac{4\pi\sqrt{2m}}{h}\int_{r_a}^{r_i}\sqrt{U(r)-E}\,dr\right\}. \qquad (1)$$

Dabei ist $U(r)$ das Potential im Abstand r vom Kernmittelpunkt, r_a und r_i sind die beiden Radien, für die $U(r) = E$ ist, m die Masse des ausgesandten Teilchens und h das *Planck*sche Wirkungsquantum. Wir sehen schon anschaulich folgendes: Je höher die potentielle Energie E des Teilchens im Kern ist, desto kleiner ist derjenige Teil des Potentialwalls mit der Höhe $U_0 - E$, unter dem das Teilchen hindurchschlüpfen muß. Wir können annehmen, daß U_0 für einen großen Teil der Alphastrahler angenähert den gleichen Wert hat, insoweit diese ähnliche Kernmassen und Kernladungen haben. Die Zerfallswahrscheinlichkeit steigt dann mit zunehmendem E, für großes E ist die Halbwertszeit des Strahlers besonders klein. Großes E entspricht großer Geschwindigkeit und damit auch großer Reichweite der austretenden Alphateilchen. Ein kurzlebiger Strahler wird also Alphateilchen größerer Energie aussenden als ein langlebiger. Eine genaue Berechnung ergibt eine Abhängigkeit zwischen der Energie der Alphateilchen und der Halbwertszeit des zugehörigen Strahlers, die gerade dem auf S. 62 erwähnten *Geiger-Nuttall*schen Gesetz entspricht.

Dieses Gesetz kann jedoch bloß eine ganz grobe Näherung sein, denn es sind zwei Tatsachen nicht berücksichtigt. Das Gesetz würde nur dann exakt gelten, wenn die Radien der Kerne konstant wären. Diese hängen aber von der Massenzahl ab. Ferner sind die Alphateilchen wohl nicht als feste Einheit im Kern vorgebildet, sondern existieren an den einzelnen Punkten des Kerninneren nur mit gewissen Wahrscheinlichkeiten, die sich aus der Überlagerung der auch heute noch nicht genau bekannten Wellenfunktionen von Protonen und Neutronen im Kern ergeben. Anschaulich gesprochen kann man also keine Angabe darüber machen, wie häufig ein Alphateilchen von innen her an den Potentialwall stößt. Diese Größe dürfte von Kern zu Kern ganz beträchtliche Unterschiede aufweisen. Man kann nach der *Gamow*schen Theorie nur angeben, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein von innen stoßendes Alphateilchen bei diesem Stoß den Potentialwall durchdringt.

Wie oben schon erwähnt, zeigt das Energiespektrum der Alphastrahlung für die meisten Alphastrahler eine Feinstruktur. Sehr ähnlichen Aufbau hat diese Feinstruktur bei allen sogenannten doppeltgeraden Kernen, das sind die Kerne mit gerader Protonenzahl und gerader Neutronenzahl. Zu ihnen gehört insbesondere der größere Teil der natürlichen Alphastrahler, nämlich alle in der Uran-Radium-Reihe und in der Thorium-Reihe. Hier haben bei jedem Strahler mindestens drei Viertel aller ausgesandten Alphateilchen die gleiche Energie. Nahezu alle anderen bilden eine zweite Gruppe, deren Energie im allgemeinen größenordnungsweise um 100 keV

niedriger liegt, und schließlich gibt es oft noch einige sehr schwache Gruppen, deren Energie beträchtlich niedriger liegt als die der zweiten Gruppe. Die Abb. 21 und 22 zeigen Beispiele. Schon die zweite Gruppe ist nur dann relativ intensiv, wenn

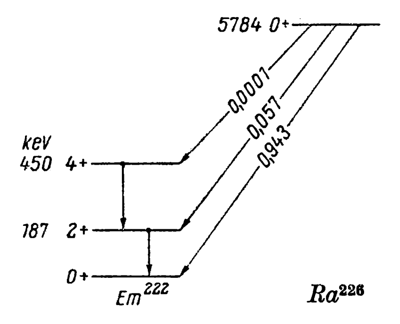


Abb. 21. Alphaspektrum von Radium 226.

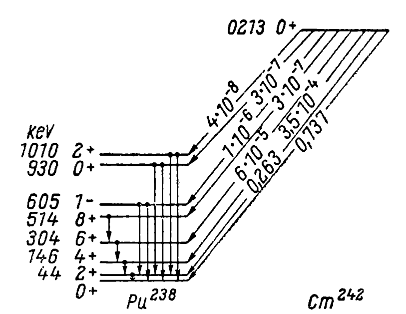


Abb. 22. Alphaspektrum von Curium 242.

der Energieunterschied gegenüber der ersten Gruppe klein ist, also unter 100 keV bleibt. Bis vor nicht allzulanger Zeit konnte man daher schon die ersten beiden Gruppen nicht trennen. Die zweite war entweder zu wenig intensiv oder sie lag zu dicht bei der ersten. Die anderen Gruppen waren wegen ihrer geringen Intensität nicht nachweisbar. Daher meinte man, die Alphateilchen von einem bestimmten Strahler hätten alle die gleiche Energie. Wir wissen heute, nicht zuletzt aus der genauen Untersuchung der Alphaspektren, daß die untersten Energieterme der doppeltgeraden schweren Kerne fast alle eine recht systematische, einander ähnliche Folge zeigen. Der Grundterm hat den Spin 0, der folgende den Spin 2, dann kommt je einer mit den Spinzahlen 4, 6, 8. Die Energiedifferenzen dieser angeregten Terme gegen den Grundzustand verhalten sich angenähert wie $(2 \cdot 3) : (4 \cdot 5) : (6 \cdot 7) : (8 \cdot 9) =$ $= 1 : 3^1/_3 : 7 : 12$. Alle diese Terme haben gerade Parität.

Die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Alphateilchens ist nach der Gamow-Formel sehr stark, und zwar nach einem Exponentialgesetz, von der Energie abhängig. Etwas, aber wesentlich weniger, hängt sie auch von der Spindifferenz der beteiligten Terme ab, und zwar wird sie mit größerer Spindifferenz kleiner. Aus beiden Gründen ist bei den doppeltgeraden Kernen der Übergang in den Grundzustand des Tochterkerns immer am wahrscheinlichsten, die zugehörige Gruppe von Alphateilchen hat die höchste Intensität. Die weniger intensiven Alphagruppen mit kürzerer Reichweite führen auf angeregte Zustände des Tochterkerns und sind daher von Gammastrahlung begleitet, die verhältnismäßig energiearm ist, da nur sehr niedrig liegende Energieterme besetzt werden. Man erhält daher als Begleitstrahlung von Alphastrahlung doppeltgerader Kerne immer nur eine mäßig intensive und energiearme Gammastrahlung.

Bei den ungeraden Kernen liegt die Sache etwas komplizierter, weil hier schon die Grundterme oft hohe Spinwerte und verschiedene Paritäten aufweisen. Hier kann es vorkommen, daß der Übergang zu einem angeregten Zustand des Tochterkerns trotz der geringeren Energie des Alphateilchens wahrscheinlicher ist als der Übergang in den Grundzustand, daß also eine Alphagruppe, die nicht ganz die höchste Reichweite hat, die häufigste ist. Entsprechend tritt hier eine stärkere Gammastrahlung auf, jedoch bleibt auch in diesen Fällen die Anregungsenergie der Tochterkerne immer verhältnismäßig gering und die Gammastrahlung daher wenig durchdringend. Die Abb. 23 zeigt ein Beispiel für einen doppeltungeraden Kern.

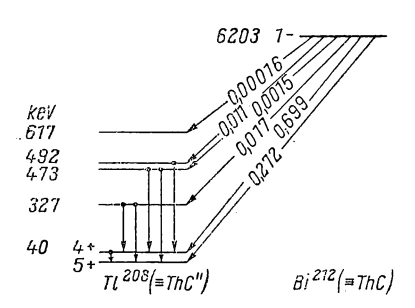


Abb. 23. Alphaspektrum von Wismut 212 (= ThC).

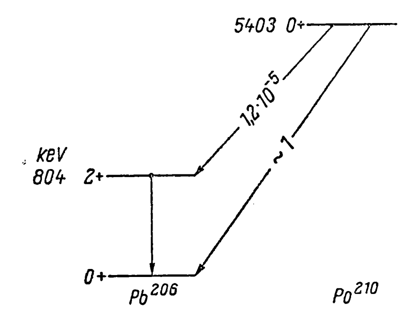


Abb. 24. Alphaspektrum von Polonium 210.

Interessant ist der Alphaübergang von Plutonium 239 auf Uran 235. Der Spin von Pu^{239} ist 1/2, der von U^{235} 7/2. Es sollte wegen dieser beträchtlichen Spindifferenz der Übergang in einen angeregten Zustand mit kleinerem Spin wesentlich häufiger sein als der in dem Grundzustand. Trotzdem hat die energiereichste Gruppe von Alphateilchen die höchste Intensität, nämlich 72,5%. Inzwischen kennt man den Grund. Ganz dicht über dem Grundzustand liegt mit einer Anregungsenergie von weniger als 100 eV (nicht keV!) der erste angeregte Zustand mit dem Spin 1/2. Die Energie der Alphateilchen ist aber gar nicht so genau meßbar, daß man diesen Unterschied noch bemerken kann. Bei der Alphaumwandlung von Pu^{239} entsteht in den meisten Fällen dieser ganz niedrige Energiezustand des U^{235}. Man hat inzwischen auch den zugehörigen Gammaübergang feststellen können. Er zeigt vollständige innere Umwandlung wegen der niedrigen Übergangsenergie und hat eine mittlere Lebensdauer von 27 min, stellt also ein Isomer zu dem normalen U^{235} dar.

Bei den Bleiisotopen liegen die untersten Energiezustände sehr weit auseinander. Hier ist deswegen schon die erste Gruppe von Alphateilchen mit kleinerer Energie nur sehr schwach vertreten. Als Beispiel ist in Abb. 24 der Übergang $Po^{210} \rightarrow Pb^{206}$ gezeichnet, wo die Energie des untersten angeregten Zustands von

Pb^{206} schon 804 keV beträgt. Nur 0,0012°/₀ aller Übergänge führen auf diesen angeregten Zustand.

Einige Alphastrahler haben eine sehr kurze Halbwertszeit, zum Beispiel ThC′ oder, wie man heute besser sagt, Po^{212} nur 3×10^{-7} sec. Hier erfolgt die Alphaemission gelegentlich schon, bevor der eben aus einer Muttersubstanz, in diesem Fall ThC oder Bi^{212}, gebildete Kern seinen Grundzustand erreicht hat. Man erhält dann Alphateilchen übernormaler Reichweite. Der Anteil dieser Gruppen mit übernormaler Energie ist immer sehr klein. In dem genannten extremen Fall des Po^{212} beträgt er 0,02°/₀. Der größte Teil dieser überschnellen Alphateilchen von Po^{212} hat eine Energie von 10,54 MeV gegenüber 8,78 MeV für die normalen Alphateilchen dieser Substanz.

§ 15. *Die Betastrahlung und die Neutrinotheorie*

Der Komplex der physikalischen Erscheinungen, welche wir heute unter dem Sammelbegriff Betaumwandlungen zusammenfassen, umfaßt die Emission und Absorption von Elektronen durch Atomkerne. Der am längsten bekannte Effekt ist die klassische Betastrahlung, bei der normale Elektronen vom Kern emittiert werden. Weitgehend analog dazu verläuft die Positronenstrahlung; hier werden positiv geladene Elektronen vom Kern ausgesandt. Mit der Positronenstrahlung steht regelmäßig eine inverse Betaumwandlung in Konkurrenz, ein Effekt, bei dem der Kern ein Elektron aus seiner Hülle absorbiert. Die einzige beobachtbare Strahlung, welche bei einem inversen Betaprozeß immer auftritt, ist die Röntgenstrahlung, die entsteht, wenn der durch das Verschwinden des absorbierten Elektrons frei gewordene Platz in der Hülle wieder aufgefüllt wird. Besonders häufig wird ein Elektron von der innersten Schale, der K-Schale absorbiert, weil die Dichte der K-Elektronen am Ort des Kerns am größten ist. In diesem Fall beobachtet man die Röntgen-K-Linie. Wenn die Energie zur Absorption eines K-Elektrons nicht ausreicht, oder wenn der Übergang mit einer erheblichen Spinänderung des Kerns verbunden ist, kann jedoch auch ein Elektron aus einer höheren Schale absorbiert werden, und es wird dementsprechend nur ein energieärmeres Röntgenquant aus der L, der M oder einer noch höheren Schale emittiert.

Das an einem Betaprozeß beteiligte Elektron oder Positron wird im Augenblick der Emission oder Absorption gebildet beziehungsweise vernichtet. Im Kern befinden sich keine Elektronen als Kernbestandteile, was wir später (§ 26) noch näher begründen werden. Durch die klassische Betastrahlung, also die Aussendung eines negativen Elektrons, nimmt die Kernladung um eine Einheit zu, der Kern rückt also im periodischen System um einen Platz nach rechts, bei einer Positronenstrahlung oder einer inversen Betaumwandlung rückt er um einen Platz nach links, seine Ladung nimmt in diesem Fall um eine Einheit ab.

Während gleichartige Atomkerne im wesentlichen Alphateilchen gleicher Geschwindigkeit aussenden, ist dies für die Betastrahlung nicht der Fall. Man unterscheidet zwar gelegentlich zwischen einem homogenen und einem kontinuierlichen Geschwindigkeitsspektrum der Betastrahlen. Das homogene Betaspektrum besteht analog einem optischen Linienspektrum aus Elektronen mit bestimmten diskreten Geschwindigkeiten. Eingehende Untersuchungen haben gezeigt, daß diese Elektronen gar nicht aus dem Kern kommen. Es sind Hüllenelektronen, die ihre kinetische Energie aus der Anregungsenergie des Kerns übernommen haben. Wir haben daher diese Art der Betastrahlung schon im Zusammenhang mit der Gammastrahlung besprochen. Die kontinuierliche Betastrahlung hat dagegen ihren Ursprung im Kern selbst. Sie besteht aus Elektronen mit allen möglichen Geschwindigkeiten, von Null bis zu einem für jeden Strahler charakteristischen Höchstwert. Abb. 25 zeigt eine typische Energieverteilung der von einem Betastrahler ausgesandten Elektronen. Auf der Abszisse ist die Energie der ausgestrahlten Elektronen abzulesen, auf der Ordinate die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron gerade die angegebene Energie mitbekommt. Der Endpunkt der Kurve, der dem Höchstwert der Energie entspricht, muß durch sehr sorgfältige Messungen bestimmt werden, da die Kurve die Abszissenachse unter äußerst spitzem Winkel trifft. Eine besondere Methode, diesen Endpunkt zu bestimmen, wird weiter unten (S. 76) angegeben.

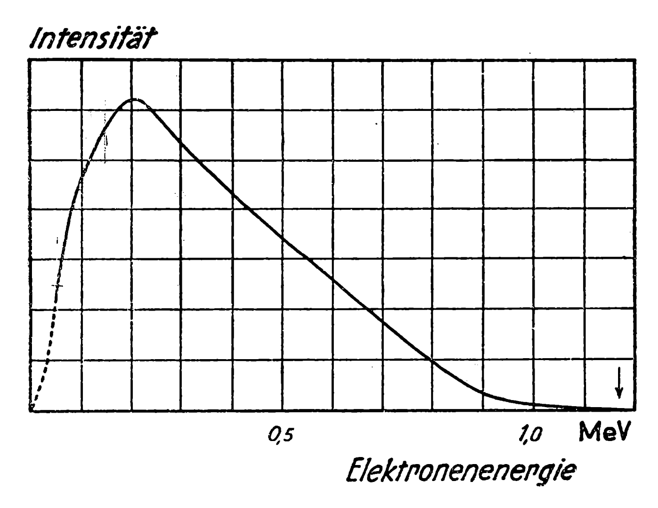


Abb. 25. Betaspektrum von Radium E. Der Pfeil bezeichnet die Höchstenergie.

Die kontinuierliche Verteilung der Elektronenenergie führte zu außerordentlichen Schwierigkeiten, als man versuchte, eine Energiebilanz für die Betaumwandlung aufzustellen. Wir müssen annehmen, daß alle Kerne eines Betastrahlers zunächst genau gleichen Energieinhalt haben. Dann müßten aber die durch die Betaumwandlung entstandenen neuen Kerne in ihrem Energieinhalt und damit auch in ihrer Masse ein klein wenig voneinander verschieden sein, da ja beim Umwandlungsvorgang entsprechend den verschiedenen Betastrahlgeschwindigkeiten auch verschiedene Energiemengen frei geworden sind. Nun ist es aber nicht möglich, daß zwischen zwei sonst gleichen Kernen solche Energieunterschiede bestehen. Dies folgt zum Beispiel

aus der Homogenität der Alphastrahlung, die von einer Reihe der in Frage kommenden Kerne ausgesandt wird. Wäre der Energieinhalt dieser Kerne verschieden, so müßten auch die Alphateilchen mit etwas verschiedenen Energien ausgesandt werden, was nicht der Fall ist. Daß die Energieinhalte gleichartiger Kerne nicht verschieden sind, folgt vor allem aus einer Betrachtung der Energien, die bei der Bildung der künstlichen Betastrahler frei werden. Diese Energien sind in allen gemessenen Fällen für den gleichen Bildungsprozeß immer konstant, so daß die Massen dieser betastrahlenden Kerne exakt gleich sein müssen. Auch die stabilen Kerne, die aus diesen Betastrahlern entstehen, haben alle exakt die gleiche Masse und damit auch gleichen Energieinhalt. Diese Befunde lassen eigentlich nur noch zwei Erklärungsmöglichkeiten für das Auftreten des kontinuierlichen Betaspektrums zu: eine ganz radikale, nämlich, daß der Energiesatz für manche Kernprozesse nicht mehr gilt, und eine zweite, daß gleichzeitig mit der Emission des Betateilchens noch auf irgendeine andere, vorläufig unbekannte Weise vom Kern Energie ausgestrahlt wird.

Heute hat sich die zweite Auffassung allgemein durchgesetzt. Der Massenunterschied zwischen einem Betastrahler und dem aus ihm entstehenden Tochterkern ist der höchsten Energie des Betaspektrums äquivalent und nicht der Durchschnittsenergie der Betastrahlung. Der Energiesatz gilt also offensichtlich nicht statistisch für die mittlere Energie der Betastrahlen, wie man früher vielfach annahm, sondern er ist exakt erfüllt, wenn man die höchste unter den Betastrahlen einer Kernart vorkommende Energie in allen Fällen als frei gewordene Energie annimmt. Dies weist darauf hin, daß zusammen mit den langsameren Betateilchen noch auf irgendeine andere Weise Energie ausgestrahlt wird, die bisher der Beobachtung entgangen ist.

Es erhebt sich sofort die Frage, welcher Art denn die unbeobachtete Energie sein kann. Die Absorption der unbekannten Energieart in Materie ist sicher außerordentlich klein, da sonst durch sie beobachtbare Effekte, wie Erwärmung oder Ionisation, hervorgerufen würden. Also kann die Energie nicht an elektrische Ladung gebunden sein wie etwa die Energie der ausgestrahlten Elektronen, auch nicht an ein elektromagnetisches Wellenfeld wie die Energie der Lichtquanten. Es müßte sonst eine beobachtbare Wechselwirkung mit den Atomhüllen der bestrahlten Materie eintreten. Aus dem gleichen Grund können wir auch sagen, daß das magnetische Moment dieser etwa ausgesandten korpuskularen Strahlung nur sehr klein, wesentlich kleiner als ein normales Kernmoment sein kann. Der heute mit Experimenten noch vereinbare Höchstwert wäre 10^{-7} *Bohr*sche Magnetonen. Man nimmt jedoch allgemein an, daß das magnetische Moment dieses Energieträgers exakt gleich Null ist.

Man kann aber auch eine Reihe positiver Aussagen über den hypothetischen Energieträger machen. Er muß neben seiner Energie auch Impuls mitnehmen, das heißt, die Energie verschwindet nicht diffus nach allen Seiten; sie fliegt als ein Gebilde mit korpuskularen Eigenschaften nach einer bestimmten Richtung weg. Dieses neuartige Teilchen muß einen halbzahligen Eigendrehimpuls haben, denn Mutter- und Tochterkerne bei einem Betaprozeß haben gleiche Massenzahl und

daher entweder beide ganzzahligen oder beide halbzahligen Spin. Das am Betaprozeß beteiligte Elektron hat aber halbzahligen Spin. Da alle etwa beteiligten Bahndrehimpulse nur ein ganzzahliges Vielfaches von $h/2\pi$ zur Spinänderung beisteuern können, muß neben dem Elektron noch ein weiteres Teilchen mit halbzahligem Spin beteiligt sein. Man macht sich über den Verbleib der nicht beobachteten Energie folgende Vorstellung: Sie soll in Form einer Strahlung emittiert werden, welche eine gewisse Ähnlichkeit mit der Lichtstrahlung hat. Die Ähnlichkeit besteht darin, daß sich die Quanten dieser Strahlung ebenfalls mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen sollen und daher keine Ruhmasse besitzen oder höchstens eine Ruhmasse, die um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die Elektronenmasse. Dagegen kommt ihnen kein elektromagnetisches Wellenfeld zu wie dem Licht. Sie tragen den Spin $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$. Die Quanten der unbekannten Strahlung haben den Namen Neutrinos[1]) erhalten.

Ein wesentlicher Punkt der Neutrinohypothese ist die Tatsache, daß das Neutrino einen gerichteten Impuls besitzt, daher muß der ausstrahlende Kern zusammen mit dem gebildeten Elektron einen gleich großen Impuls in entgegengesetzter Richtung als Rückstoß aufnehmen. Derartige Effekte wurden vielfach beobachtet. Das erste positive Ergebnis lieferte eine Untersuchung von *Leipunski*. Er beobachtete die Rückstoßenergie der Boratome B^{11}, welche durch Positronenstrahlung aus Kohlenstoff C^{11} entstehen. Dabei fand er, daß die Rückstoßenergie im Durchschnitt erheblich höher ist als man sie erwarten müßte, wenn der Rückstoß nur durch die Positronenausstrahlung hervorgerufen würde.

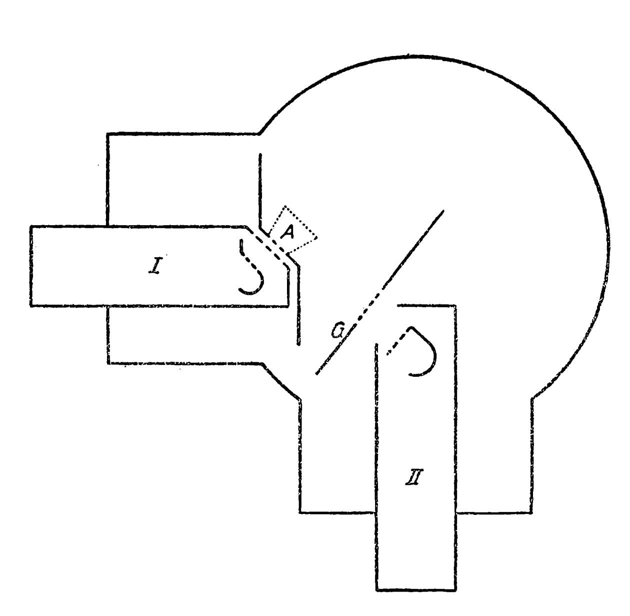


Abb. 26. Schema der Anordnung von *Rodeback* und *Allen* zur Messung des Neutrinorückstoßes.

Sehr elegant haben *Rodeback* und *Allen* den vom Neutrino herrührenden Rückstoß an dem K-Strahler A^{37} gemessen. Ein Schema der Versuchsanordnung zeigt Abb. 26. Die Apparatur ist mit einer kleinen Menge des radioaktiven Argons gefüllt. Der Druck bleibt jedoch dabei so niedrig, daß die freie Weg-

[1]) Neutrino (neutron + italienische Verkleinerungssilbe ino) = das kleine Neutron.

länge eines Argonatoms wesentlich größer ist als die Dimensionen des Gefäßes. In dem Gefäß sind zwei Sekundärelektronenvervielfacher angebracht, die durch eine verzögerte Koinzidenzschaltung miteinander verbunden sind, also durch eine Schaltung, die dann ein Ereignis registriert, wenn der Vervielfacher *II* eine bestimmte Zeit, die willkürlich veränderlich eingestellt werden kann und in der Größenordnung von Mikrosekunden liegt, nach dem Vervielfacher *I* anspricht. Aus geometrischen Gründen können Koinzidenzen nur durch solche primäre Ereignisse zustande kommen, die in dem kleinen Raum *A* stattfinden.

Wenn ein A^{37}-Atom durch *K*-Einfang umgewandelt wird, entsteht ein Cl^{37}-Atom, das zunächst in der *K*-Schale eine Lücke hat. Diese Lücke wird in einer sehr kurzen Zeit dadurch wieder aufgefüllt, daß ein Elektron von einer höheren Schale herunterfällt. Die dabei frei werdende Energie von rund 3000 eV wird entweder direkt als sogenannte Röntgen-*K*-Strahlung ausgesandt, oder sie wird durch einen inneren Photoeffekt, einen sogenannten Auger-Effekt, auf ein Elektron übertragen, das mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auf die Kathode des Vervielfachers *I* gelangt und in diesem einen Impuls auslöst. Durch die Austrahlung des Neutrinos hat das jetzt in ein Chloratom verwandelte ursprüngliche Argonatom einen Rückstoß erhalten und es wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in die Richtung auf das Gitter *G* hin fliegen. Der Abstand *A*—*G* ist 6 cm. Das Rückstoßatom wird nach einer von seiner Geschwindigkeit abhängigen Flugzeit an dem Gitter ankommen, durch dieses hindurchfliegen und dahinter, da es durch die Kernumwandlung und durch den nachfolgenden Auger-Effekt ionisiert ist, durch ein elektrisches Feld so stark beschleunigt, so daß es auf der Kathode des Vervielfachers *II* ein Sekundärelektron auslösen kann. Die meßbare Verzögerungszeit der Koinzidenz zwischen *I* und *II* ist gleich der Flugzeit des Chloratoms für 6 cm Weg. Die Versuche ergaben ein scharfes Maximum der Koinzidenzhäufigkeit bei 7 μs Laufzeit. Das entspricht einer Rückstoßenergie von 9,6 eV, genau der, die man bei der Aussendung eines homogenen Neutrinostrahls auf Grund der anderweitig bekannten Massendifferenz zwischen A^{37} und Cl^{37} erwarten muß.

In der letzten Zeit sind auch an einigen Betastrahlern quantitative Untersuchungen über den Rückstoß gemacht worden, und zwar beim Neutron, bei den Edelgaskernen He^6, Ne^{19}, A^{35} und bei Li^8. In allen diesen Fällen interessierte man sich besonders für den Winkel zwischen dem ausgestrahlten Elektron und dem Rückstoßkern, der ja wegen der Beteiligung des Neutrinos im allgemeinen von 180^0 abweicht. Die Versuche sind experimentell sehr schwierig und weisen daher nicht unbeträchtliche Fehlergrenzen auf. Die Ergebnisse sind vor allem für die Theorie der bei der Betaumwandlung vorherrschenden Wechselwirkung — der sogenannten „schwachen Wechselwirkung“ (s. auch § 26) — von entscheidender Bedeutung.

Noch nicht ganz sicher geklärt ist die Frage, ob es nur eine Art von Neutrinos gibt, oder zwei verschiedene, von denen die eine Art die Elektronenausstrahlung, die zweite Art die Positronenausstrahlung und den Elektroneneinfang begleiten soll.

Man neigt weitgehend der zweiten Auffassung zu. Die Elementarprozesse bei der Betaumwandlung, bei der sich ein Neutron im Kern in ein Proton verwandelt oder umgekehrt, sind nach der Zweikomponententheorie

$$\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \nu' \quad \text{(Elektronenstrahlung)} \tag{1}$$

$$\mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + \mathrm{e}^+ + \nu \quad \text{(Positronenstrahlung)} \tag{2}$$

$$\mathrm{p} + \mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{n} + \nu \quad \text{(Elektroneneinfang)} \tag{3}$$

Dabei nennt man heute gewöhnlich das mit ν bezeichnete Teilchen Neutrino, das mit ν' bezeichnete Antineutrino, p bedeutet Proton, n Neutron, e^- negatives, e^+ positives Elektron.

Leider ist es experimentell immer noch sehr schwierig, ein einmal ausgesandtes Neutrino wieder nachzuweisen. Wechselwirkungen von Neutrinos mit Materie müssen bestehen, insbesondere muß es zur inversen Betaumwandlung einen Umkehreffekt geben, bei dem ein Neutrino mit genügender Energie ein im Kern gebundenes Neutron zur Ausstrahlung eines Elektrons veranlaßt und damit in ein Proton verwandelt. Der Prozeß ist also

$$\mathrm{n} + \nu \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{e}^-. \tag{4}$$

Die bei der Elektronenstrahlung ausgelösten Antineutrinos sollten nach der Zweikomponententheorie den Prozeß auslösen können

$$\mathrm{p} + \nu' \rightarrow \mathrm{n} + \mathrm{e}^+. \tag{5}$$

Im Prinzip wäre also eine sichere Entscheidung zwischen der Einkomponenten- und der Zweikomponententheorie des Neutrinos dadurch möglich, daß man beobachtet, ob die von Elektronenstrahlern ausgesandten Neutrinos nur Positronen, die von Positronenstrahlern ausgesandten nur Elektronen auslösen.

Aus den bekannten Daten der normalen Betastrahlung läßt sich die Reaktionswahrscheinlichkeit für die eben angegebenen Prozesse berechnen. Es ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt (s. § 17) in der Größenordnung von $10^{-44}\,\mathrm{cm}^2$ für Reaktionen zwischen einem Neutrino und einem Nukleon. Das bedeutet, daß ein Neutrinostrahl in Materie von der Dichte $1\,\mathrm{g/cm}^3$ einige 10^{20} cm Weg zurücklegen könnte, bis die Hälfte der Neutrinos reagiert hat. Selbst beim Durchlaufen der ganzen Sonne würde ein Neutrinostrahl noch nicht merklich geschwächt werden. Praktisch alle durch Kernprozesse im Inneren der Sonne entstandenen Neutrinos (§ 23) müssen daher durch die Sonnenoberfläche nach außen gestrahlt werden. Ihre Stromdichte auf der Erde sollte etwa 6×10^{10} Neutrinos/$\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{sec}$ sein. Die von ihnen mitgeführte Energie ist allerdings nur wenige Prozent der in Form von Licht von der Sonne ausgestrahlten Energie. Da die Neutrinos sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, folgt daraus, daß auf der Erde eine Neutrinodichte von etwa zwei pro Kubikzentimeter besteht. In einer normalen vollen Streichholzschachtel befinden sich ungefähr eben-

so viele Neutrinos wie Streichhölzer. Wegen der geringen Reaktionswahrscheinlichkeit der Neutrinos mit Materie genügt diese Stromdichte noch nicht für einen Nachweis.

In der unmittelbaren Umgebung von Kernreaktoren (Abschn. VII) mit sehr hoher Leistung ist jedoch die Stromdichte der Neutrinos um ein bis zwei Zehnerpotenzen größer. Hier kommt man gerade an die Grenze der Nachweismöglichkeit. Der Versuch Neutrinos nachzuweisen wurde tatsächlich auf folgende Weise von *Cowan* und Mitarbeitern durchgeführt. Neben einem Reaktor war ein großer Szintillationskörper mit etwa 100 l Volumen aufgebaut, der noch mit einem Kadmiumsalz getränkt war. Die ihn allseitig umgebenden Sekundärelektronenvervielfacher waren durch eine verzögerte Koinzidenzschaltung und Diskriminatoren so eingestellt, daß sie folgenden Ereignisablauf registrierten: erst einen Lichtimpuls, der einer Energie von mindestens 1 MeV entsprach, nämlich der bei der Zerstrahlung (s. § 24) des nach Gleichung (5) gebildeten Positrons entstehenden Energie plus der kinetischen Energie desselben, dann nach 5 bis 10 μs einen zweiten Impuls, der 5 bis 8 MeV entsprach und von der nach dem Einfang des Neutrons durch Kadmium ausgesandten Gammastrahlung herrührte. Die Verzögerung von 5 bis 10 μs entspricht der Zeit, die das Neutron braucht, um so langsam zu werden, daß es von Kadmiumkernen mit großer Wahrscheinlichkeit eingefangen wird (s. § 18).

Der beobachtete Effekt, also der Unterschied der Ereigniszahlen zwischen eingeschaltetem und ausgeschaltetem Reaktor war nur drei Impulse pro Stunde. Daraus berechnet sich der Wirkungsquerschnitt (s. § 17) für den Einfang eines Antineutrinos durch ein Proton $(6{,}3 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-44}\,\mathrm{cm}^2$. Im Reaktor werden praktisch nur Elektronen emittierende Betastrahler und damit Antineutrinos gebildet. Im Gegensatz dazu entstehen bei den Kernprozessen in der Sonne im wesentlichen Positronenstrahler (§ 23), die Sonne strahlt also im Gegensatz zum Reaktor Neutrinos aus.

In manchen Fällen ist ein einfacher Betaübergang energetisch nicht möglich, jedoch würde Energie gewonnen, wenn zwei Betaprozesse gleichzeitig stattfinden, so daß sich die Kernladung um zwei Einheiten ändert. Bei Kernen mit gerader Massenzahl und gerader Kernladung ist diese Möglichkeit innerhalb des periodischen Systems ziemlich häufig. Nach der Zweikomponententheorie müßten hierbei auch zwei Neutrinos ausgestrahlt werden. Nach der Einkomponententheorie könnten sich diese beiden Neutrinos gegenseitig kompensieren, so daß sie gar nicht in Erscheinung treten. Es würden also nur zwei Elektronen oder Positronen ausgesandt. Die Wahrscheinlichkeit für diesen letzteren Prozeß müßte, weil nur zwei Teilchen an Stelle von vier gleichzeitig ausgestrahlt werden, um mehrere Zehnerpotenzen größer sein als die für den ersten. In einigen günstig gelagerten Fällen sollte eine zwar sehr große, aber eben noch beobachtbare Halbwertszeit herauskommen, während im ersten Fall die Halbwertszeit in allen Fällen so groß wäre, daß sich aus ihr eine unbeobachtbar kleine Umwandlungswahrscheinlichkeit ergäbe. Bisher haben sich alle vermeintlichen Beobachtungen einer doppelten Betaumwandlung nachträglich als Meßfehler herausgestellt.

Bemerkenswert ist, daß die bei einem inversen Betaprozeß ausgesandten Neutrinos alle die gleiche Energie haben, im Gegensatz zu den Neutrinos bei der gewöhnlichen Betastrahlung. Denn beim inversen Betaprozeß wird ja nur ein Teilchen, eben das Neutrino, ausgesandt, das die gesamte Reaktionsenergie übernehmen muß. Eine Methode, wie man auch in diesen Fällen die Reaktionsenergie häufig bestimmen kann, obwohl das Neutrino nicht beobachtbar ist, werden wir gleich kennenlernen.

Die Umwandlungskonstante für die inverse Betaumwandlung hängt nicht von Eigenschaften des Kerns allein ab, wie alle anderen radioaktiven Zerfallskonstanten, sondern auch noch von der Elektronendichte der Atomhülle am Ort des Kerns. Bei den meisten Kernen wird diese Dichte durch äußere Einflüsse, wie chemische Bindung, nicht wesentlich geändert, so daß man unabhängig von den Versuchsbedingungen immer die gleiche Halbwertszeit beobachtet. Eine Ausnahme macht Beryllium 7 mit nur vier Hüllenelektronen. Hier ist eine schwache, aber eindeutig meßbare Beeinflussung der Halbwertszeit durch den chemischen Bindungszustand festgestellt worden. Im Inneren eines Fixsterns, wo ein leichter Kern wie Be^7 völlig ionisiert ist, wird die Elektronendichte am Ort des Kerns nur durch die Dichte der im Plasma enthaltenen Elektronen bestimmt. Für das Sonneninnere schätzt man, daß die Halbwertszeit des Kerns Be^7 etwa sechsmal so groß ist wie unter irdischen Bedingungen.

Wenn schnelle Elektronen auf Materie treffen, so geschieht es häufig, daß ein Elektron einen wesentlichen Teil seiner kinetischen Energie, gelegentlich sogar seine gesamte kinetische Energie in Form von Photonenstrahlung aussendet. Auf diesem Effekt beruht die übliche Erzeugung von Röntgenstrahlung. Man nennt die so entstehende Strahlung, bei der das Elektron abgebremst wird und seine kinetische Energie als elektromagnetische Strahlung aussendet, Bremsstrahlung. Dieser Effekt kann bei der Betastrahlung bereits im Coulomb-Feld des radioaktiven Kerns auftreten. Hier bezeichnet man ihn als innere Bremsstrahlung. Der Effekt tritt jedoch verhältnismäßig selten auf. Die in Form von innerer Bremsstrahlung von betastrahlender Substanz emittierte Energiemenge liegt im allgemeinen in der Größenordnung von einem Tausendstel der gesamten umgesetzten Energie. Die innere Bremsstrahlung tritt nicht nur bei der Elektronen- oder Positronenemission, sondern auch bei der inversen Betaumwandlung, also bei der Elektronenabsorption auf. Hier ist ihre Intensität noch geringer, höchstens bei jeder zehntausendsten Umwandlung wird ein Gammaquant emittiert. Da jedoch nicht gleichzeitig Elektronen ausgesandt werden, deren äußere Bremsstrahlung die innere Bremsstrahlung leicht überdeckt, ist der Effekt an starken Präparaten noch gut beobachtbar. Die Messung der oberen Grenzenergie dieses inneren Bremskontinuums bietet die einzige Möglichkeit, den gesamten Energieumsatz beim inversen Betaprozeß experimentell festzustellen. Wie gesagt erfordert die Methode sehr starke Präparate und ist nur anwendbar, wenn keine zu starke Gammastrahlung als Begleitstrahlung der Umwandlung auftritt, die zusammen mit ihren Sekundärstrahlungen das schwache Bremskontinuum überdecken und seine Beobachtung daher unmöglich machen würde.

Als erster hat *Fermi* eine brauchbare Theorie für die Betastrahlung entwickelt. Nach seiner Theorie ist die Zahl der mit einem Impuls zwischen $m_0 c \eta$ und $m_0 c (\eta + d\eta)$ ausgestrahlten Elektronen durch die Formel gegeben:

$$N(\eta)\, d\eta = \frac{1}{\tau_0} \,|\,\mathfrak{M}\,|^2 F(Z, \eta)\, \eta^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2\, d\eta \tag{1}$$

Dabei bedeutet $N(\eta)$ die Anzahl der Elektronen, die pro Zeiteinheit mit einem relativen Impuls zwischen η und $\eta + d\eta$ emittiert werden, η den Impuls des ausgestrahlten Elektrons dividiert durch $m_0 c$ also den relativen Impuls, m_0 die Ruhmasse des Elektrons, c ist die Lichtgeschwindigkeit, ε ist die Energie des Elektrons dividiert durch $m_0 c^2$, ε_0 entsprechend die relative Maximalenergie der von dem betreffenden Betastrahler ausgesandten Elektronen, τ_0 ist eine gleich näher anzugebende universelle Konstante von der Dimension einer Zeit, $|\,\mathfrak{M}\,|^2$ das „Matrixelement", welches für den Übergang vom Anfangs- in den Endzustand maßgebend ist (es ist im wesentlichen ein Maß für die Überlappung der Eigenfunktionen dieser beiden Zustände) und schließlich $F(Z, \eta)$ die sogenannte Fermi-Funktion, in der zum Ausdruck kommt, daß das austretende Elektron durch das Coulomb-Feld des Kerns beeinflußt wird. Für diese Funktion, die analytisch ziemlich kompliziert ist, existieren numerische Tabellen. Der Faktor η ist proportional dem Impuls des Elektrons, der Faktor $(\varepsilon_0 - \varepsilon)$ dem Impuls des Neutrinos, denn das Neutrino bewegt sich mit Lichtgeschwindigkeit, und für solche Teilchen ist der Impuls gleich ihrer Energie dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit. Das Auftreten dieser letzten beiden Faktoren jeweils zum Quadrat ergibt sich aus einer quantenstatistischen Betrachtung, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

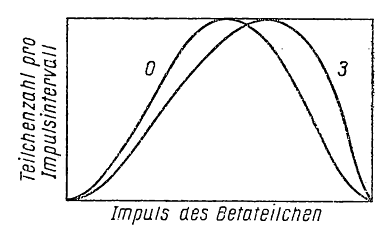


Abb. 27. Impulsspektrum der Elektronen für einen Betastrahler mit 1 MeV Maximalenergie, ohne Berücksichtigung der Coulomb-Kräfte. *0* bezeichnet ein erlaubtes Betaspektrum, *3* ein dreifach verbotenes Betaspektrum.

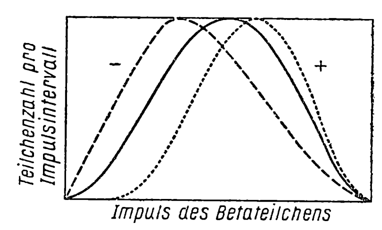


Abb. 28. Änderung der Impulsverteilung durch den Einfluß des Coulomb-Feldes. Die ausgezogene Linie stellt das erlaubte Spektrum aus Abb. 27, die gestrichelte (—) die Modifizierung dieses Spektrums für $Z = 100$ und negative Elektronen, die punktierte Kurve (+) die Modifizierung des gleichen Spektrums für Positronen für $Z = 100$.

Abb. 27 zeigt berechnete Betaimpulsspektren ohne Berücksichtigung der Coulombkraft. Aus Abb. 28 sieht man die Verschiebung, die durch die Coulomb-Kraft hervorgerufen wird. Sie bewirkt, daß bei Elektronenemission die energiearmen, bei Positronenemission die energiereichen Teilchen relativ mit größerer Wahrscheinlichkeit auftreten. Absolut wird insgesamt durch die

Coulomb-Kraft die Elektronenemission begünstigt, die Positronenemission behindert.

Während die Impulsspektren noch relativ symmetrische Kurven ergeben, sind in den Energiespektren (s. Abb. 25) wegen der Transformation der Impulsintervalle auf Energieintervalle die niedrigen Energien stark bevorzugt.

Für jeden einzelnen Übergang ist $|\mathfrak{M}|^2$ eine Konstante, hängt also nicht von η ab. Man kann die Formel daher auch schreiben:

$$\varepsilon_0 - \varepsilon = \text{const}\left(\frac{N(\eta)}{\eta^2 F(Z,\eta)}\right)^{1/2}. \tag{2}$$

In dieser Form hat die Formel für den Experimentalphysiker Bedeutung, der den Energiehöchstwert $E_{\max}$ für einen bestimmten Betaübergang und damit die gesamte Umwandlungsenergie dieses Übergangs bestimmen will. Aus einer Kurve, wie sie in Abb. 25 gezeichnet ist, kann die Maximalenergie nur mit mäßiger Genauigkeit entnommen werden, weil die Kurve die Abszissenachse unter sehr spitzem Winkel schneidet. Trägt man dagegen an der Ordinate anstatt $N(\eta)$ den Wert $[N(\eta)/\eta^2 F(Z,\eta)]^{1/2}$ auf, so erhält man eine Gerade, deren Schnittpunkt mit der Abszissenachse sehr genau feststellbar ist (Abb. 29). Eine solche Darstellung wird gewöhnlich als *Kurie*diagramm bezeichnet. Die Funktion $F(Z,\eta)$ ist, wie gesagt, tabelliert. Die oben angegebene Formel (2) gilt in dieser Form allerdings nur für sogenannte erlaubte Übergänge, das sind solche, bei denen Elektron und Neutrino keinen Bahndrehimpuls in bezug auf den Kern mitnehmen. Für sogenannte verbotene Übergänge ergibt das *Kurie*diagramm Abweichungen von der Geraden. Dieses Diagramm ist daher auch ein wichtiges Hilfsmittel um festzustellen, ob ein Übergang erlaubt oder verboten ist.

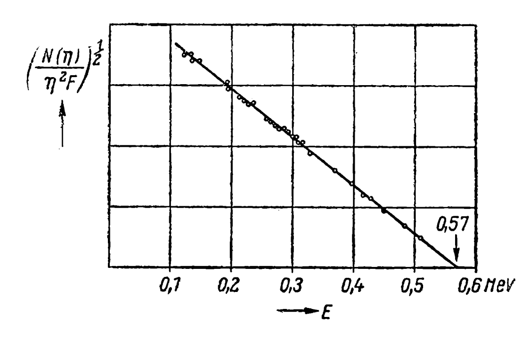


Abb. 29. Kuriediagramm für Rhodium 105.

Wenn man die Gleichung (1) über alle Werte von η integriert, so erhält man die gesamte Zahl der in der Zeiteinheit emittierten Elektronen und damit die Zerfallskonstante. Für diese gilt also

$$\lambda = \frac{1}{\tau_0}|\mathfrak{M}|^2 \int_0^{\eta_0} F(Z,\eta)\,\eta^2 \left(\sqrt{\eta_0^2+1} - \sqrt{\eta^2+1}\right)^2 d\eta \tag{3}$$

Das in der Formel (3)[1]) vorkommende bestimmte Integral nennt man die integrale Fermi-Funktion und bezeichnet sie meist mit $f(Z, \eta_0)$. Auch diese Funktion ist tabelliert. Als gute Näherung gilt für kleine Werte von Z, also niedrige Kernladung,

$$f(\eta_0) \sim \frac{1}{30}\eta_0^5 \text{ für } \eta > 5 \; (E_{\text{kin}} > 2\,\text{MeV}) \text{ und}$$

$$f(\eta_0) \sim \frac{2}{105}\eta_0^7 \text{ für } \eta \ll 5 \; (E_{\text{kin}} \ll 2\,\text{MeV}).$$

Die Näherung für $\eta_0 > 5$ beinhaltet das als Näherung bekannte Gesetz, daß die Halbwertszeit eines Betastrahlers bei nicht zu großer Kernladung der fünften Potenz der Maximalenergie umgekehrt proportional ist.

Die Formel (3) kann man auch folgendermaßen schreiben

$$f(Z, \eta_0)\,\tau = \frac{\tau_0}{|\mathfrak{M}|^2} \tag{4}$$

wobei τ die mittlere Lebensdauer des Betastrahlers ist. Oft benutzt man auch den Wert $f \cdot T_{\frac{1}{2}}$, meist gibt man den dekadischen Logarithmus davon an, wobei man T beziehungsweise τ in Sekunden mißt. Die folgende Tabelle zeigt eine Auswahl von fT-Werten. Da τ_0 eine universelle Konstante ist mit der Größe von rund 7000 sec, erhält man aus dem fT-Wert den Wert für $|\mathfrak{M}|^2$ und kann daraus auf die Art des Übergangs schließen, nämlich ob er erlaubt oder n-fach verboten ist.

---

[1]) Relativistisch ist die gesamte Energie eines Teilchens

$$E_t = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = m_0 c^2 \left(1 + \frac{1}{2}\beta^2 + \frac{3}{8}\beta^4 + \ldots\right)$$

Dabei ist $\beta = v/c$ das Verhältnis der Teilchengeschwindigkeit v zur Lichtgeschwindigkeit c, m_0 die Ruhmasse des Teilchens. Der erste Summand ist das Energieäquivalent der Ruhmasse, die Summe der folgenden die kinetische Energie, deren erste Näherung durch das zweite Glied $\frac{1}{2} m_0 v^2$ gegeben ist. Der relativistische Impuls ist:

$$p = \frac{m_0 c \beta}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Führt man wieder die Abkürzungen ein:

$$\eta = \frac{p}{m_0 c} \qquad \varepsilon = \frac{E_t}{m_0 c^2},$$

so gilt, wie man leicht nachrechnet,

$$\frac{\eta}{\varepsilon} = \beta \qquad \varepsilon = \eta + 1.$$

Einige fT-Werte

	Kern	$\log^{10} fT$		Kern	$\log^{10} fT$
„Spiegelkerne"	n^1	3,1	Einfach verbotene	C^{14}	9,0
$3 < \log fT < 4$	H^3	3,1	Übergänge	As^{76}	8,4
	Be^7	3,7	$7,5 < \log fT < 12$	Kr^{85}	9,1
	N^{13}	3,7		Eu^{152}	7,5
	O^{15}	3,6	Doppelt verbotene	Be^{10}	13,7
Erlaubte Übergänge	F^{18}	3,6	Übergänge	Cl^{36}	13,5
$3,5 < \log fT < 7,5$	S^{35}	5,0	$12 < \log fT < 17$	Rb^{87}	16,5
	Co^{60}	7,5		Tc^{99}	13,1
	Mo^{91}	4,0	Dreifach verbotene	K^{40}	18,1
			Übergänge	Cp^{176}	18,9
			$17 < \log fT < 23$	Re^{187}	17,7

Die Größe τ_0 ergibt sich aus der *Fermi*schen Theorie

$$\tau_0 = \frac{h^7}{64\,\pi^2 m_0^5 c^4 g^2} \tag{5}$$

g ist dabei eine für die Betawechselwirkung charakteristische Kopplungskonstante, die ungefähr $1{,}5 \times 10^{-49}$ erg · cm³ ist. Sie wurde erst durch die Mesonentheorie von *Yukawa* (s. § 24) in Zusammenhang mit anderen physikalischen Größen gebracht. Die Größe h^7 kommt in die Formel, da die ganze *Fermi*sche Theorie auf einer Quantenstatistik beruht, nach der sich in einer Zelle vom „Volumen" h^3 in der sechsdimensionalen Mannigfaltigkeit aus den drei Raum- und den drei Impulskoordinaten höchstens ein Teilchen befinden kann.

Auch der Betazerfall ist demnach eine typisch quantenmechanische Erscheinung, die auf klassisch-physikalische Weise nicht zu erklären ist. Man sieht das sofort, wenn man h gegen 0 gehen läßt. Dann würde τ_0 auch gegen 0 gehen und alle Halbwertszeiten für Betastrahler, die ja proportional zu τ_0 sind, ebenfalls. Die Betaemission würde also nicht mehr verzögert, sondern momentan stattfinden. Im Gegensatz dazu würde die Zerfallskonstante für die Alphastrahlung, wie man aus der Gamow-Formel (S. 64) sieht, gegen 0 gehen. Die zugehörigen Halbwertszeiten würden also unendlich lang und es würde kein Alphazerfall mehr stattfinden.

Die Energieabhängigkeit für die Umwandlungswahrscheinlichkeit durch Betastrahlung ist lange nicht so stark wie die für Alphastrahlung. Dagegen ist die Abhängigkeit von der Art des Übergangs, also vom Matrixelement $|\mathfrak{M}|^2$, sehr viel stärker als dort. Daher kommt es, daß bei der Betastrahlung recht häufig Übergänge auf einen angeregten Zustand des Tochterkerns gleich wahrscheinlich oder sogar wahrscheinlicher sind, als der Übergang auf den Grundzustand. Betastrahlung ist daher sehr häufig von Gammastrahlung begleitet.

Die Beobachtung der Winkelkorrelationen zwischen Betateilchen und Gammaquanten gibt wiederum häufig wichtige Aufschlüsse über die Art des Übergangs.

Eine Überraschung brachte die Beobachtung der Richtungsverteilung von Betaelektronen an ausgerichteten Kernen. Dieses Experiment ist 1957 von Frau *Wu* auf Anregung der Theoretiker *Lee* und *Yang* durchgeführt worden, und zwar an Kobalt-60-Kernen, die bei einer Temperatur von etwa $1/100^0$ *K* bereits teilweise ausgerichtet waren. Hier zeigt es sich, daß die Elektronen bevorzugt so aus dem Kern austreten, daß sie die zum Spin gehörige Kernrotation im Uhrzeigersinn laufen sehen. Diese Feststellung schien nicht mit dem immer wieder bestätigten Grundgesetz vereinbar, daß sich der Unterschied zwischen rechts und links nur durch Aufweisen bestimmter individueller Anordnungen oder Gruppen von solchen demonstrieren läßt, aber nicht unabhängig von einem speziellen Beispiel beschrieben werden kann. Dies schien jetzt möglich: Von dem entgegengesetzt zum Kern geladenen durch Betastrahlung emittierten Elektron erscheint der Drehsinn des Kerns als Rechtsdrehung. Eine Lösungsmöglichkeit für diese scheinbare Durchbrechung des „Paritätsprinzips" werden wir bei der Besprechung der Elementarteilchen in § 24 kennenlernen.

In der theoretischen Literatur findet man häufig eine Unterscheidung zwischen zwei Arten von Betaübergängen, den sogenannten *Fermi*-Übergängen und den *Gamow-Teller*-Übergängen, benannt nach den Autoren, die die Theorie der beiden Arten von Übergängen durchgerechnet haben. Bei den *Fermi*-Übergängen wird angenommen, daß das ausgesandte Elektron und das ausgesandte Neutrino antiparallelen Spin haben, so daß etwaige Änderungen im Drehimpuls beim Übergang vom Mutterkern auf den Tochterkern nur dadurch zustande kommen können, daß die emittierten Teilchen einen entsprechend großen Bahnimpuls mitnehmen. Nun bezeichnet man allgemein solche Übergänge als erlaubt, bei denen das emittierte Teilchen gegenüber dem Restkern keinen Bahndrehimpuls hat, als ein-, zwei-, drei- und mehrfach verboten solche, bei denen das emittierte Teilchen einen Bahndrehimpuls eins, zwei, drei usw. mitnimmt. Von einem zum nächsthöher verbotenen Übergang verringert sich die Übergangswahrscheinlichkeit im Falle der Betastrahlung im allgemeinen um etwa vier Zehnerpotenzen. Bei *Fermi*-Übergängen sind also nur solche erlaubt, bei denen die Spinänderung des Kerns gleich Null ist und bei denen kein Paritätswechsel erfolgt. *Gamow-Teller*-Übergänge sind solche, bei denen der Spin des Elektrons und des Neutrinos parallel zueinander stehen, so daß diese beiden Teilchen zusammen neben einem etwaigen Bahndrehimpuls noch einen Gesamtspin eins mitnehmen. Da der Spin Vektorcharakter hat, sind in diesem Fall erlaubte Übergänge möglich, wenn der Unterschied des Spins zwischen Mutterkern und Tochterkern null oder eins beträgt. Auch im Fall der *Gamow-Teller*-Übergänge erfolgen alle erlaubten Übergänge ohne Paritätswechsel.

Es kommt nicht selten vor, daß der durch eine Betastrahlung entstandene Tochterkern nicht sofort in seinem Grundzustand entsteht, sondern zunächst in einem ange-

regten Zustand, von dem aus er durch Gammastrahlung in den Grundzustand übergeht. Haben mehrere Übergänge für die Betaumwandlung vergleichbare Wahrscheinlichkeiten, so erhält man ein Spektrum für die Betastrahlungen, das durch Überlagerung von entsprechend vielen Spektren von der Art des in Abb. 25 dargestellten entsteht. Die Endpunkte dieser Teilspektren unterscheiden sich um die Energiedifferenzen der entsprechenden Terme des Tochterkerns.

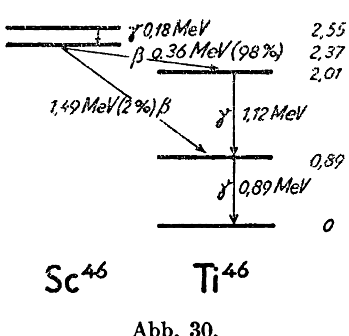


Abb. 30. Umwandlungsschema von Sc^{46}.

In Abb. 30 ist als Beispiel das Termschema für die Umwandlung des radioaktiven Skandium-Isotops Sc^{46} dargestellt. Vom Sc^{46} ist neben dem Grundzustand ein isomerer Zustand bekannt, der durch Gammastrahlung mit 20 sec Halbwertszeit in den Grundzustand übergeht. Aus dem Grundzustand verwandelt sich das Sc^{46} durch Betastrahlung mit 85 Tagen Halbwertszeit in Ti^{46}, und zwar regelmäßig nicht in den Grundzustand, sondern in einen von zwei angeregten Zuständen. Dem Betaspektrum, das dem Übergang in den oberen angeregten Zustand entspricht, ist mit geringer Intensität ein sehr viel energiereicheres Betaspektrum überlagert, das vom Übergang in den unteren angeregten Zustand herkommt. Der obere Zustand geht unter Aussendung von zwei Gammaquanten mit 1,12 MeV und 0,89 MeV in den Grundzustand von Ti^{46} über, vom unteren Zustand wird nur ein Gammaquant mit 0,89 MeV ausgesandt. Hier haben wir ein Beispiel für den recht häufigen Fall, daß die Übergangswahrscheinlichkeit zu höheren Termen größer ist als zu niedriger angeregten oder zum Grundzustand.

In vereinzelten Fällen ist die Anregungsenergie des durch Betastrahlung entstandenen Tochterkerns größer als die Bindungsenergie des letzten Neutrons an ihn. Da für ein Neutron keine Potentialschwelle existiert und auch kein sonstiger Verzögerungsmechanismus für seine Aussendung, so wird diese, falls sie überhaupt energetisch möglich ist, bereits in unmeßbar kurzer Zeit nach dem Betaübergang erfolgen. Der experimentelle Befund zeigt uns daher in diesen Fällen eine mit der Betaemission gekoppelte Neutronenstrahlung. Unter den Spaltprodukten des Urans sind sechs solche Neutronenstrahler beobachtet, die alle verhältnismäßig kurze Halbwertszeiten — zwischen 0,1 sec und 55 sec — haben. Diese verzögerten Neutronen spielen für die Steuerung der Kernreaktoren (§ 34) eine wesentliche Rolle.

IV. KERNREAKTIONEN

§ 16. *Allgemeiner Verlauf einer Kernreaktion*

Die Radioaktivität zeigt uns, daß Atomkerne nicht etwas Unveränderliches sind; es gibt in der Natur Atomkerne, die sich ganz von selber, ohne äußere Ursache, in andere Kerne verwandeln. Da der Atomkern bestimmend ist für die Art des chemischen Elements, das aus den betreffenden Atomen gebildet wird, verwandelt sich hier ein chemisches Element in ein anderes. Die radioaktive Umwandlung geschieht nicht nur ohne äußere Ursache, sie läßt sich auch nicht durch irgendwelche äußeren Einwirkungen beeinflussen. Sie gibt uns aber einen Fingerzeig, daß die Elemente, wie sie der Chemiker kennt, noch nicht die letzten Urbausteine der Materie darstellen, sondern daß die Kerne der einzelnen Elemente aus noch einfacheren Teilchen zusammengesetzt sein müssen. Wenn das wirklich der Fall ist, so sollte es auch Mittel und Wege geben, diese Zusammensetzung willkürlich zu verändern und damit willkürlich ein Element in ein anderes zu verwandeln. Wir werden sehen, daß dies tatsächlich möglich ist. Die heute zwischen Atomkernen bekannten Reaktionen sind so zahlreich, daß man für dieses Forschungsgebiet bisweilen den Ausdruck „Kernchemie" gebraucht. Man wird die Frage erheben, warum diese Kernreaktionen, wenn sie möglich sind, nicht auch da und dort in der uns umgebenden Natur zu beobachten sind, wie chemische Reaktionen. Diese Frage ist leicht zu beantworten, wenn wir uns die Voraussetzungen klarmachen, unter denen Kernreaktionen auftreten können. Wir haben schon gesehen, daß das Atom aus Hülle und Kern besteht. Kommen zwei Atome zusammen, so werden sie sich im allgemeinen so weit nähern, bis sich ihre Hüllen berühren. Der Abstand der beiden Kerne ist dann so groß wie der Durchmesser eines Atoms, also rund 10^{-8} cm. Der Durchmesser eines Atomkerns ist aber nur etwa 10^{-12} cm; wenn sich die Atomhüllen berühren, ist also der Abstand der Kerne voneinander noch etwa 10000mal so groß wie ihr Durchmesser, das heißt, er ist noch sehr groß im Vergleich zu den Dimensionen des Kerns. Es ist nicht weiter erstaunlich, daß sich Kerne in diesem verhältnismäßig großen Abstand noch nicht beeinflussen.

Um eine gegenseitige Einwirkung zu erzielen, muß man versuchen, den Abstand zweier Kerne voneinander noch wesentlich kleiner zu machen als einen Atomdurchmesser. Man könnte daran denken, dies dadurch zu erreichen, daß man zunächst die Wirkung der Elektronenhülle ausschaltet. Das ist, wenigstens bei den leichtesten Kernen, durch verhältnismäßig „milde" Eingriffe möglich. Man muß das Atom ionisieren, das heißt, man muß ihm seine negativ geladene Elektronenhülle entreißen.

Dies geschieht zum Beispiel durch Auflösen von Salzen in Wasser oder durch elektrische Entladungen. Aber auch im höchsten ionisierten Zustand, also wenn die gesamte Elektronenhülle weggerissen ist, kommen die Kerne noch nicht so nahe zusammen, daß ihr Abstand den Kerndimensionen vergleichbar wäre. Dies hat folgenden Grund: die Kerne sind, mit Ausnahme des Neutrons, das aber in freiem Zustand in der Natur — zumindest auf der Erde — nicht vorkommt, elektrisch positiv geladen. Zwei Kerne stoßen sich daher ab, und zwar ist die zwischen ihnen wirkende abstoßende Kraft nach dem *Coulomb*schen Gesetz proportional dem Produkt der Kernladungen und umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung der Kernmitten voneinander. Diese Abhängigkeit bewirkt, daß die Kraft für kleiner werdende Abstände außerordentlich rasch anwächst und für Abstände von der Größenordnung der Kerndimensionen ganz unerwartet hohe Werte annimmt. Wir wollen dies an einem Beispiel durchrechnen. Nehmen wir an, ein Wasserstoffkern (Ladung ein elektrisches Elementarquant) und ein Neonkern (Ladung zehn Elementarquanten), also zwei verhältnismäßig schwach geladene Kerne, sollen zur Berührung gebracht werden, ihre Mittelpunkte sollen also noch etwa 10^{-12} cm auseinanderstehen. Eine elektrische Elementarladung ist gleich $4{,}8 \times 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten. Die Kraft, mit der die Kerne im Abstand 10^{-12} cm einander abstoßen, ergibt sich nach dem *Coulomb*schen Gesetz zu $1 \times 10 \times 4{,}8^2 \times 10^{-10\times 2}/10^{-12\times 2}$ dyn $= 2{,}3 \times 10^6$ dyn. Dies ist die Kraft, mit der infolge der Erdanziehung eine Masse von 2,3 kg gegen den Boden gezogen wird. Eine so große Kraft wirkt auf einen einzelnen Wasserstoffkern mit einer Masse von nur $1{,}6 \times 10^{-24}$ g. Daraus folgt, daß die bei der beschriebenen Kernberührung auftretende Beschleunigung $1{,}5 \times 10^{27}$mal (eintausendfünfhundert Billionen Billionen mal) größer ist, als die Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche, das ist die Beschleunigung, die ein frei fallender Körper erfährt. Um gegen dieses überaus starke Kraftfeld anlaufen zu können, muß der eine Kern mit außerordentlich großer kinetischer Energie gegen den anderen geschleudert werden.

Derartig hohe Energien treten unter irdischen Bedingungen nirgends auf, abgesehen von den Alphateilchen beim radioaktiven Zerfall und der aus dem Weltraum kommenden kosmischen Strahlung. Wir beobachten daher auf der Erde praktisch keine Reaktionen zwischen Atomkernen; unter irdischen Bedingungen scheinen die Atome der chemischen Elemente stabile letzte Einheiten der Materie zu sein. Anders ist dies insbesondere im Inneren von Fixsternen, wo infolge der extrem hohen dort herrschenden Temperaturen manche Atomkerne die für Kernzusammenstöße erforderliche große Geschwindigkeit erreichen. Dort treten auch wirklich Kernreaktionen auf. Wir wissen heute, daß die bei Kernreaktionen entwickelte Wärme die wichtigste Energiequelle der Fixsterne ist, und insbesondere, daß alles Licht und alle Wärme, welche uns die Sonne zustrahlt, aus Kernreaktionen im Inneren dieses Gestirns stammt. Davon wird in § 23 noch die Rede sein.

In den letzten Jahren sind technische Hilfsmittel entwickelt worden, welche uns instand setzen, auch im Laboratorium wenigstens einzelnen Atomen die für Kern-

umwandlungen erforderlichen hohen Energien aufzuzwingen und so Reaktionen zwischen Atomkernen zu studieren. Ein Teil dieser Apparate beruht darauf, daß man geladene Teilchen im Vakuum eine sehr hohe elektrische Spannungsdifferenz durchlaufen läßt. Andere Apparate, die unter den Namen Zyklotron und Synchrotron bekannt sind, zwingen die zu beschleunigenden Teilchen durch ein starkes Magnetfeld auf eine Kreisbahn und erteilen ihnen durch ein hochfrequentes, elektrisches Wechselfeld viele Einzelimpulse, um sie auf die erforderliche hohe Geschwindigkeit zu bringen. Wir werden diese Apparate in einem späteren Abschnitt noch sehr eingehend behandeln. Die für eine Kernumwandlung erforderlichen Energien sind bei geladenen Teilchen in der Größenordnung Millionen Elektronvolt. Einzelne Reaktionen, besonders solche zwischen leichten Kernen, gehen schon mit geringeren Energien, andere setzen erst oberhalb von zehn Millionen Elektronvolt mit erheblicher Wahrscheinlichkeit ein.

Daß eine Kernreaktion stattgefunden hat, kann man auch heute nur in seltenen Fällen mit den üblichen makroskopischen Hilfsmitteln feststellen, mit denen die Chemiker den Ablauf einer Reaktion beobachten. Man ist in der überwiegenden Zahl der Fälle darauf angewiesen, die Vorgänge an einzelnen individuellen Atomen nachzuweisen. Es gibt eine Reihe von Apparaten, die wir später noch ausführlich beschreiben werden, welche es gestatten, die Bahn oder die Energie schnell fliegender Atome sehr genau zu bestimmen. Durch solche Apparate kann man entweder direkt den Eintritt einer Kernumwandlung feststellen, oder man kann geringe Mengen neu gebildeter radioaktiver Substanzen sicher nachweisen und messend verfolgen. Alle diese Nachweisapparate nützen die Eigenschaft schnell fliegender Teilchen aus, einen von ihnen durchdrungenen Gasraum zu ionisieren. Einer der bekanntesten Apparate dieser Art ist das *Geiger*sche Zählrohr, in dem jedes ionisierende Teilchen eine kleine Ionenlawine auslöst, die man durch einen Verstärker auf einen Lautsprecher oder auf ein mechanisches Zählwerk übertragen kann. Dieser Apparat gibt uns also Kunde von einem einzigen zerfallenden Atom. Einzelheiten bringen wir in §§ 39—44.

Wenn zwei Kerne sich so nahe kommen, daß sie miteinander in Wechselwirkung treten, so können zwei Klassen von Effekten auftreten, Streuung und Umwandlung. Bei der Streuung sind die beiden Kerne nach dem Prozeß die gleichen wie vorher, jedoch haben sie Energie und Impuls ausgetauscht. Ist die Summe der kinetischen Energien vor dem Prozeß ebensogroß wie nach dem Prozeß, so spricht man — ebenso wie in der Makrophysik — von einer elastischen Streuung, ist sie nach dem Prozeß kleiner, so hat man es mit einer unelastischen Streuung zu tun. Ein Teil der kinetischen Energie ist dann dazu verbraucht worden, einen der beteiligten Kerne anzuregen. Bei der zweiten Klasse von Prozessen sind die Kerne nach dem Stoß andere als vor dem Stoß. Es hat also eine Kernumwandlung stattgefunden. In allen Fällen muß bei einer Kernumwandlung die Summe der Kernladungen und die Summe der Massenzahlen erhalten bleiben.

Es gibt eine große Mannigfaltigkeit möglicher Kernumwandlungen. Hier unterscheidet man zweckmäßigerweise zwei Typen. Bei dem einen Typ vereinigen sich

zunächst die beiden zusammenstoßenden Kerne zu einem sogenannten Zwischenkern. Die verfügbare Energie verteilt sich gleichmäßig über den ganzen Zwischenkern. Dieser besteht aus der Summe der beiden Stoßpartner und enthält an Anregungsenergie die verfügbare kinetische Energie (kinetische Energie des aufgeschossenen Teilchens minus kinetischer Energie des Schwerpunktsystems) plus die Bindungsenergie der beiden Teilchen aneinander. Er ist zunächst immer instabil. Daß er nicht stabil sein kann, folgt daraus, daß er die Möglichkeit hat, unter Energiegewinn wieder in die alten Bestandteile zu zerfallen. Dieser Zwischenkern wird sich nach unmeßbar kurzer Zeit weiter umbilden. Der Ablauf dieses zweiten Schritts hängt nur von der Art und dem Energieinhalt des Zwischenkerns ab, nicht aber davon, aus welchen stoßenden Teilchen er gebildet worden ist.

Beim zweiten Typ von Kernreaktionen werden keine Zwischenkerne gebildet. Es reagieren, anschaulich ausgedrückt, nur einzelne Nukleonen der stoßenden Kerne miteinander.

In diesen Fällen findet keine Verteilung der verfügbaren Energie über einen Zwischenkern statt. Solche Prozesse sind besonders häufig, wenn sehr energiereiche Teilchen, insbesondere Protonen und Neutronen, mit Energien von 100 MeV oder mehr auf Kerne auftreffen. Sie sind äußerlich dadurch charakterisiert, daß wieder sehr energiereiche Teilchen emittiert werden. Auch bei aufgeschossenen Teilchen mit mittlerer Energie, die in den Kern eindringen, kommt es keineswegs immer zur Bildung eines Zwischenkerns. Dies wurde insbesondere von *Barschak* 1954 festgestellt, als er die Verteilung der gestreuten Protonen mit Energien im Bereich von 20 bis 60 MeV an einer größeren Reihe von Kernen untersuchte. Damit zeigten sich in der Verteilung der gestreuten Protonen Effekte, die optischen Interferenzeffekten ganz analog waren und darauf hinwiesen, daß das aufgeschossene Proton im Kern ähnlich wie Licht in einem Wassertropfen an der Oberfläche hin und her reflektiert wurde ohne mit dem Kern zu verschmelzen. Ein Proton von mittlerer Energie wird also beim Auftreffen auf einen Kern nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit einen Zwischenkern bilden, mit einer Wahrscheinlichkeit von gleicher Größenordnung aber seine Energie nicht mit den Bestandteilen des getroffenen Kerns austauschen.

Bei einer weiteren Gruppe von Reaktionen kommt es nicht zur Bildung eines Zwischenkerns, nämlich bei solchen Reaktionen, bei denen nur die Oberfläche des Kerns in Mitleidenschaft gezogen wird. Hierzu gehören insbesondere die sogenannten Abstreifreaktionen (englisch: stripping reactions). Der am häufigsten untersuchte Reaktionstyp dieser Art ist ein Prozeß, bei dem ein Deuteron eingeschossen und ein Proton ausgesandt wird. Dabei wird in den meisten Fällen, ohne daß das ganze Deuteron in den getroffenen Kern eindringt, das Neutron abgestreift und mit dem Kern vereinigt, während das Proton allein weiterfliegt. Beim Aufschießen von Gammaquanten auf Kerne treten verhältnismäßig häufig Oberflächeneffekte auf. Besonders, wenn durch das Gammaquant ein Proton aus dem Kern herausgerissen wird, hat man es vielfach mit solchen Oberflächeneffekten zu tun, bei denen kein

Zwischenkern gebildet wird. Eine Unterscheidung beider Fälle ist dadurch möglich, daß sich ein Zwischenkern unabhängig von der Art seiner Entstehung immer in gleicher Weise umbilden muß, das heißt, die verschiedenen Zerfallsarten für einen bestimmten Zwischenkern müssen immer im gleichen Verhältnis zueinander stehen. Wo dies nicht der Fall ist, hat mindestens ein Teil der Reaktionen ohne Bildung eines Zwischenkerns stattgefunden.

Ein ganz neuartiger Effekt tritt beim Beschuß von Kernen mit sehr energiereichen Teilchen auf, zum Beispiel mit Protonen oder Neutronen von mehr als 300 MeV. Wenn diese zusammenstoßen, reicht die verfügbare kinetische Energie aus, um neue kurzlebige Teilchen zu bilden, die sogenannten Mesonen. Von ihnen wird später noch ausführlich die Rede sein (§ 23).

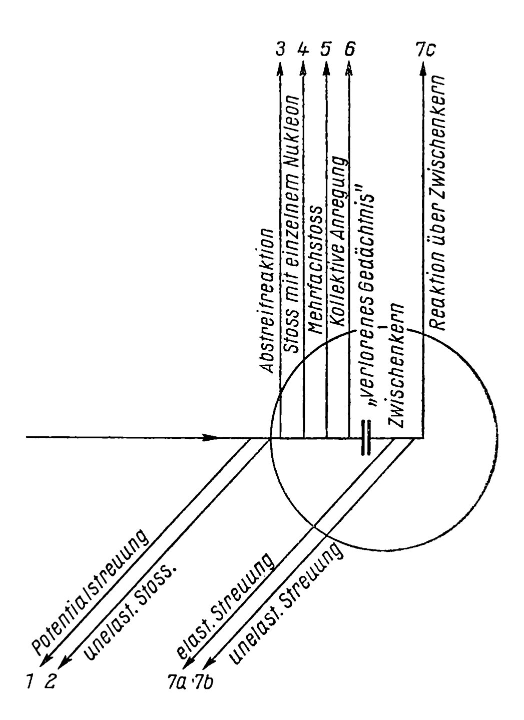


Abb. 31. Schematische Darstellung der verschiedenen Wechselwirkungsmöglichkeiten eines auftreffenden Teilchens mit einem Kern.

Abb. 31 zeigt in einem Schema, das in ähnlicher Form von *Weißkopf* angegeben worden ist, noch einmal die verschiedenen Möglichkeiten:

1. Das einfallende Teilchen kann schon im äußeren Potentialfeld des getroffenen Kerns elastisch gestreut werden (Potentialstreuung).
2. Es kann einen Teil seiner Energie an den Kern abgeben und dabei unelastisch gestreut werden.
3. Es kann aus der Oberfläche des getroffenen Kerns ein einzelnes Nukleon herausschlagen oder ein Nukleon mit der Kernoberfläche austauschen.
4. Es kann, besonders wenn es sehr energiereich ist, ein einzelnes Nukleon im Inneren des Kerns anstoßen und aus dem Kern herausschlagen.
5. Es kann durch Mehrfachstöße mehrere Nukleonen im Kern anstoßen.
6. Es kann eine ganze Wolke von Nukleonen zu gemeinsamer Bewegung veranlassen (s. auch § 26). Schließlich kann es
7. einen Zwischenkern bilden, der das „Gedächtnis" an seine Entstehung verloren hat; das heißt, daß seine weiteren Umbildungsmöglichkeiten nur von seiner Anregungsenergie, aber nicht von der Art seiner Entstehung abhängen. Diese Umwandlungsmöglichkeiten sind

a) Wiederaussendung eines dem eingeschossenen identischen Teilchens mit der gleichen Energie, also wieder ein elastischer Streuprozeß,
b) mit verminderter Energie, also ein unelastischer Streuprozeß, und
c) Aussendung eines andersgearteten Teilchens oder Gammaquants.

Ist der Zwischenkern nach einer der Möglichkeiten b oder c noch nicht im Grundzustand, so kann sich ein ganz analoger Prozeß wiederholen. Über alle diese Prozesse wird gleich noch eingehend die Rede sein.

Die erste beobachtete Kernreaktion war die von *Rutherford* entdeckte Umwandlung von Stickstoff durch Alphateilchen[1]). Dieser Prozeß tritt auf, wenn man Alphateilchen mit einigen Millionen Elektronvolt, wie sie von radioaktiven Substanzen ausgestrahlt werden, in Stickstoff schießt. Dabei beobachtet man die Bildung sehr schneller Wasserstoffkerne. In der ersten Stufe des Vorgangs wird das Alphateilchen vom Stickstoffkern aufgenommen und bildet einen Zwischenkern. Aus der notwendigen Erhaltung von Masse und Ladung folgt als Reaktionsverlauf dieser Stufe:

$$_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_9F^{18*}.$$

Es entsteht also ein hoch angeregter Fluorkern mit dem Atomgewicht 18. Die Anregung bezeichnen wir durch einen beigefügten Stern (*). Dieser Kern F^{18*} sendet nach ganz kurzer Zeit einen Wasserstoffkern aus; die zweite Reaktionsstufe ist also:

$$_9F^{18*} \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1.$$

Überschüssige Energie tritt dabei als kinetische Energie in Erscheinung, die neugebildeten Kerne O^{17} und H^1 fliegen mit großer Geschwindigkeit auseinander. Ein Sauerstoffatom mit der Masse 17 war zur Zeit der *Rutherford*schen Entdeckung noch nicht bekannt, wurde jedoch wenige Jahre später von *Mecke* als seltenes Isotop des Sauerstoffs entdeckt.

Man schreibt den Verlauf der beschriebenen Reaktion gewöhnlich unter Weglassung des Zwischenkerns in folgender Form:

$$_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1;$$

oder auch abgekürzt nach einem Vorschlag von *Fleischmann* und *Bothe*:

$$N^{14}(\alpha,\ p)\,O^{17}.$$

Dabei bedeutet der erste Buchstabe in der Klammer das aufgeschossene Teilchen, der zweite das leichte, vom Zwischenkern wieder ausgesandte Teilchen. Den Index links unten, der die Kernladung bezeichnet, kann man weglassen, da diese ja schon durch den Namen des Elements eindeutig bestimmt ist. Bei Kernumwandlungen auftretende leichte Teilchen werden in dieser abgekürzten Schreibweise mit folgenden Symbolen bezeichnet: n Neutron, p Proton, d Deuteron und α Alphateilchen. Wird kein Teilchen, sondern nur ein Strahlungsquant ausgesandt (Gammastrahlung), so benutzt man dafür das Symbol γ. So bedeutet zum Beispiel:

$$C^{12}(p,\ \gamma)\,N^{13}$$

[1]) Eine Nebelkammeraufnahme dieses Prozesses zeigt Abb. 133, Tafel I im Anhang.

Kohlenstoff mit dem Atomgewicht 12 nimmt ein Proton auf und verwandelt sich dabei unter Aussendung eines Gammaquants in Stickstoff mit dem Atomgewicht 13.

Wie schon erwähnt, kann es vorkommen, daß der bei einem Kernprozeß gebildete Zwischenkern verschiedene mit ähnlicher Wahrscheinlichkeit auftretende Zerfallsmöglichkeiten hat. Beispielsweise beobachtet man bei der Beschießung von Stickstoff mit Alphateilchen nicht nur Protonen als Umwandlungsprodukte, sondern auch Neutronen. Wir haben also offenbar parallel zu dem vorhin beschriebenen klassischen *Rutherford*schen Umwandlungsprozeß noch die zweite Umwandlungsmöglichkeit $N^{14}(\alpha, n)F^{17}$. Der dabei gebildete Positronenstrahler F^{17} kann auch durch seine Radioaktivität nachgewiesen werden. Ausführlich geschrieben finden also beim Zusammenstoß von Alphateilchen mit Stickstoff die folgenden Reaktionen statt:

$$ {}_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_9F^{18*} \begin{array}{l} \nearrow {}_8O^{17} + {}_1H^1 \\ \searrow {}_9F^{17} + {}_0n^1. \end{array} $$

Das Verzweigungsverhältnis für die beiden Reaktionen ist nicht konstant, sondern es hängt von der Geschwindigkeit der eingeschossenen Alphateilchen, also — chemisch ausgedrückt — von der Reaktionstemperatur ab.

Die wichtigsten Reaktionstypen, welche schon mit Einfallsenergien bis etwa 10 MeV eingeleitet werden können, sind in Abb. 32 an einem speziellen Beispiel angeführt. Sie sind in diesem Fall alle tatsächlich beobachtet.

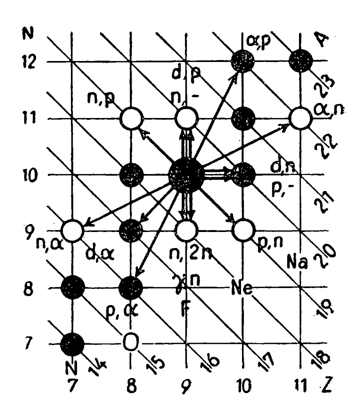


Abb. 32. Künstliche Kernumwandlungen an F^{19}.

Bevor wir weitere Kernreaktionen im einzelnen besprechen, wollen wir uns noch mit zwei Begriffen befassen, die für die quantitative Beschreibung von Kernreaktionen notwendig sind: dem Wirkungsquerschnitt und der Energietönung.

§ 17. *Wirkungsquerschnitt und Energietönung bei Kernreaktionen*

Der Physiker begnügt sich nicht damit, einen Naturvorgang nur qualitativ zu erforschen, er will auch zahlenmäßige Angaben über alle Einzelheiten haben. Es wären nur qualitative Untersuchungen, würde man einfach die Reaktionsgleichungen zwischen den einzelnen Kernen feststellen. Man interessiert sich aber darüber hinaus quantitativ bei jeder Reaktion für zwei Dinge: erstens, wie groß ist unter gegebenen Bedingungen die Anzahl der umgewandelten Kerne, und zweitens, wieviel Energie wird bei einem Umwandlungsvorgang gebunden oder frei gemacht, oder anders gesprochen, wie groß ist die Wärmetönung der Reaktion.

Zunächst wollen wir uns mit der Frage nach der Ausbeute bei einer Kernumwandlung beschäftigen. Man kann, um die Ausbeute zu charakterisieren, zwei ver-

schiedene Arten von Angaben machen. Die erste ist die Angabe eines integralen Ausbeutewertes für verhältnismäßig dicke Substanzschichten. Man gibt an, wie viele Teilchen einer bestimmten Art auf die dicke Substanzschicht aufgeschossen werden müssen, um im Durchschnitt eine Umwandlung hervorzurufen. Ein Beispiel: Auf 60000 Alphateilchen von Thorium C′ (Energie 9 MeV), die auf eine im Vergleich zur Reichweite der Alphateilchen dicke Aluminiumschicht geschossen werden, erhält man durch die Reaktion $Al^{27}(\alpha, n)^{+}P^{30}$ im Durchschnitt ein radioaktives Phosphoratom.

Die zweite Art, die Ausbeute bei einem Kernprozeß quantitativ anzugeben, macht Gebrauch von dem auch sonst in der Physik üblichen Begriff des „Wirkungsquerschnitts". Anschaulich hat dieser Begriff folgende Bedeutung: Wir denken uns die aufgeschossenen Teilchen punktförmig, die getroffenen Kerne als kleine Scheibchen, welche auf der Richtung des auftreffenden Strahls senkrecht stehen. Sooft ein Scheibchen getroffen wird, soll eine Reaktion eintreten. Unter Zugrundelegung dieses Bildes läßt sich aus den Beobachtungsdaten die Fläche der Scheibchen berechnen. Die so berechnete Fläche eines Scheibchens heißt der Wirkungsquerschnitt des Kerns für die betreffende Reaktion. Natürlich ist die Darstellung der am Kernprozeß mitwirkenden Teilchen als Punkte und Scheiben ein stark stilisiertes Bild des Vorgangs. Wir wissen genau, daß die stoßenden Kerne keine Punkte und die getroffenen keine Scheiben sind. Trotzdem ist die so errechnete Zahl ein charakteristisches Maß für die Reaktionswahrscheinlichkeit.

Man benutzt diese Angabe, um die Reaktionswahrscheinlichkeit in einer sehr dünnen Schicht der beschossenen Substanz anzugeben, in der die Geschwindigkeit der aufgeschossenen Teilchen durch die Bremswirkung der Atomhülle noch nicht wesentlich vermindert wird. Auch hier sei zunächst ein Zahlenbeispiel angeführt. Man beschießt eine sehr dünne Aluminiumfolie, die ein Gewicht von 0,7 mg pro Quadratzentimeter hat, mit Alphateilchen von Radium C′, die eine Energie von 7,9 MeV haben. Man findet, daß man 2×10^6 Alphateilchen auf die Folie schießen muß, um durch die Umwandlung $Al^{27}(\alpha, p)Si^{30}$ ein Proton zu erhalten. Ein Aluminiumatom wiegt $4{,}45 \times 10^{-23}$ g, ein Quadratzentimeter der genannten Folie enthält also $1{,}6 \times 10^{19}$ Atome Aluminium. Rufen im Durchschnitt 2×10^6 Alphateilchen eine Reaktion hervor, so folgt, daß die Fläche der oben erwähnten gedachten Scheibchen $\frac{1}{2 \times 10^6}$ der Fläche der Folie sein muß. Auf 1 cm² Folie kommen $1{,}6 \times 10^{19}$ Scheibchen, also ist die Fläche eines Scheibchens gleich $3{,}1 \times 10^{-26}$ cm². Wir sagen deswegen, der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $Al^{27}(\alpha, p)Si^{30}$ für Alphateilchen von 7,9 MeV ist $3{,}1 \times 10^{-26}$ cm². Auf diese Weise kann man den Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Kernreaktion für verschiedene Geschwindigkeiten des auftreffenden Teilchens bestimmen und ihn als Funktion der Einfallsgeschwindigkeit darstellen. Im allgemeinen erhält man für diese Funktion keine monotone Abhängig-

keit des Wirkungsquerschnitts von der Einfallsenergie, sondern vielfach einen verhältnismäßig komplizierten Verlauf. Wir werden bei der Besprechung spezieller Kernreaktionen näher darauf eingehen (insbesondere in § 19 und 20).

Da ein Quadratzentimeter eine viel zu große Maßeinheit für den Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion ist, hat man ein neues Flächenmaß eingeführt: 1 barn $\equiv$ 10^{-24} cm².

Neben dem Wirkungsquerschnitt ist der bei einer Reaktion auftretende Energieumsatz der quantitativen Messung zugänglich. Dieser Energieumsatz hat für den Kernprozeß genau die gleiche Bedeutung wie die Wärmetönung für eine chemische Reaktion. Während wir aber bei dieser mit einer Messung des Wärmeinhalts arbeiten, also, wie sich aus der kinetischen Wärmetheorie ergibt, einen Mittelwert aus den Energien vieler einzelner Moleküle bestimmen, messen wir bei einer Kernreaktion direkt die kinetischen Energien der Einzelteilchen. Die Messung geschieht entweder durch Bestimmung der Reichweiten, meist mit Hilfe einer Nebelkammer, oder durch Bestimmung der Ionenmenge, welche das Teilchen in einer Ionisationskammer erzeugt, oder durch die Messung der Intensität des Lichtblitzes in einem Szintillationskristall oder durch Ablenkung in einem Magnetfeld. Bezeichnet man mit E_1 die kinetischen Energien der Teilchen vor der Reaktion, mit E_2 die nach der Reaktion, so ist $Q = E_2 - E_1$ die zur Reaktion gehörige Energietönung. Ist Q positiv, so ist Energie frei geworden, die Reaktion ist exotherm verlaufen, ist Q negativ, so ist sie endotherm verlaufen. Die umgesetzten Energien sind bei Kernreaktionen gewöhnlich sehr hoch, verglichen mit den Umsätzen bei chemischen Reaktionen. Für den Einzelprozeß sind sie von der Größenordnung einiger Millionen Elektronvolt, das ist rund eine Million mal so groß wie die Umsätze bei chemischen Reaktionen. Leitet man Kernreaktionen so, daß diese Energien praktisch ausgenützt werden, so erhält man dadurch Energiequellen, die allen bisher bekannten weit überlegen sind. Daß die Energie, welche uns die Sonne zustrahlt, ausschließlich Kernprozessen entstammt, werden wir in einem späteren Kapitel noch darlegen (§ 23). Beim Kernprozeß findet ein Umsatz von kinetischer Energie in innere Bindungsenergie der Kernbestandteile — oder umgekehrt — statt, ganz analog dem Vorgang bei einer chemischen Reaktion.

Wir haben schon früher einmal erwähnt, daß man jeder Energiemenge E eine ganz bestimmte Masse m zuschreiben muß, gemäß der Gleichung $E = mc^2$, in der c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Bei chemischen Bindungen ist die Masse, welche man der Bindungsenergie zuschreiben muß, außerordentlich klein. Sie würde sich für das Molekulargewicht eines Stoffes erst in der neunten Stelle hinter dem Komma bemerkbar machen und ist daher der Messung nicht zugänglich. Anders ist dies bei der Bindungsenergie zwischen den Kernbestandteilen. Eine Million Elektronvolt ist im CGS-System $1{,}60 \times 10^{-6}$ erg. Diese Größe müssen wir durch das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit, gemessen in cm/sec, also durch $(3 \times 10^{10})^2 = 9 \times 10^{20}$ dividieren, dann erhalten wir die 1 MeV entsprechende Masse in Gramm; wir erhalten $1{,}78 \times$ $\times\, 10^{-27}$ g. Eine atomare Masseneinheit, also die Masse eines Atoms mit dem Atom-

gewicht 1 ist $1{,}66 \times 10^{-24}$ g[1]). 1 MeV ist also ein wenig mehr als ein Tausendstel dieser Masseneinheit, das heißt, es macht sich als Bindungsenergie im Kern beim Atomgewicht schon in der dritten Stelle hinter dem Komma bemerkbar. Die Massen der leichten Atome sind aber im allgemeinen bis zur fünften Stelle hinter dem Komma bekannt. Daher sind die Bindungsenergien im Kern einer direkten Massenbestimmung zugänglich.

Die Änderung der Bindungsenergie durch eine Kernreaktion läßt sich ohne große Schwierigkeiten auf 0,1 MeV genau bestimmen, in zahlreichen Fällen sogar noch wesentlich genauer. Ihre Messung bietet daher eine sehr genaue Methode, Atomgewichtsbestimmungen durchzuführen. Angenommen, wir haben vor der Reaktion zwei Teilchen mit den Massen m_1 und m_2 und der kinetischen Energie E, nach der Reaktion entsprechend m'_1, m'_2 und E', so muß, da die Summe aus Energie und Masse erhalten bleibt, die Gleichung gelten:

$$m_1 + m_2 + E/c^2 = m'_1 + m'_2 + E'/c^2.$$

Sind von den beteiligten Atomen für drei die Atomgewichte, also die Massen bekannt, so läßt sich, da die Energiewerte genau bestimmbar sind, die vierte Masse berechnen.

Dies sei an einem Beispiel erläutert. Es wird die Kernreaktion untersucht, welche auftritt, wenn man gewöhnlichen Sauerstoff mit Deuteronen beschießt. Dabei wird ein Proton ausgesandt, wir haben also die Reaktion O^{16}(d, p)O^{17}. Die Reaktionsenergie $Q = \dfrac{E' - E}{c^2}$ ergab sich bei genauen Untersuchungen zu $+$ 1,919 MeV $=$ $=$ 2,060 TME[2]). Die Massen von Proton und Deuteron sind mit Hilfe von Massenspektrographen sehr genau bestimmt zu 1,008145 und 2,014739, die Masse von O^{16} ist definitionsgemäß 16,000000[3]). Setzen wir diese Werte in obenstehende Gleichung ein, so ergibt sich für die Masse von O^{17} 17,004534. Wir können also durch Messung der Reaktionsenergie bei der Umwandlung O^{16}(d, p)O^{17} das Atomgewicht des Isotops O^{17} bis auf die sechste Stelle hinter dem Komma bestimmen, eine Genauigkeit, die mit anderen Methoden nicht ohne weiteres zu erreichen wäre.

Gewöhnlich findet man experimentell für die zu einer bestimmten Reaktion gehörige Energietönung Q nicht einen immer gleichen Wert, sondern man findet eine

---

[1]) Ist A das Atomgewicht eines Elements, so enthalten A Gramm $6{,}02 \times 10^{23}$ Atome. Diese Zahl wird gewöhnlich mit L (*Loschmidt*sche Konstante) bezeichnet. Ist m die Masse eines einzelnen Atoms, so gilt also $m = A/L$ Gramm (s. § 5).

[2]) Ein Tausendstel einer atomaren Masseneinheit, also $^1/_{16000}$ der Masse eines Sauerstoffatoms, bezeichnet man vielfach mit TME (Tausendstel Masseneinheit). 1 TME $= 1{,}66 \times 10^{-27}$ Gramm $=$ $=$ 0,931 MeV.

[3]) Tatsächlich sind dies die Massen der neutralen Atome. Um die Massen der Kerne zu erhalten, muß man jeweils die Massen der Hüllenelektronen ($0{,}00054 \times Z$) abziehen. Da sich aber in den Gleichungen für die Energiebilanz wegen der Erhaltung der Ladung die Elektronenmassen auf der rechten und linken Seite wegheben, kann man ebensogut mit den Massen der neutralen Atome rechnen, wie mit den Massen der hüllenfreien Kerne. Die erste Methode ist allgemein eingeführt, die in Tabellen angegebenen Massenwerte beziehen sich ausschließlich auf neutrale Atome.

kleine Anzahl voneinander verschiedener Werte, von denen man den größten mit Q_0, die folgenden mit Q_1, Q_2 usw. bezeichnet. Dies bedeutet offenbar, daß der neu entstehende Kern nicht immer den gleichen Energieinhalt hat. Eine ganz ähnliche Erscheinung ist uns schon aus der Radioaktivität bekannt. Hier erreicht der Kern, welcher durch Aussendung eines Teilchens gebildet wird, auch häufig nicht sofort seinen Grundzustand, sondern er bleibt im ersten Moment noch angeregt, das heißt, er enthält noch einen Überschuß an Energie. Dieser Überschuß wird nach ganz kurzer Zeit in Form von Gammastrahlung ausgestrahlt. Das gleiche müssen wir für den durch eine künstliche Umwandlung neu gebildeten Kern erwarten. Auch er wird häufig nicht sofort in seinem Grundzustand entstehen, sondern in einem angeregten, also energiereicheren Zustand. Da nach allen unseren Erfahrungen in atomaren Systemen nicht beliebige Energiezustände möglich sind, sondern der Energieinhalt nur ganz bestimmte diskrete Werte annehmen kann, finden wir für den Energieumsatz einer Kernreaktion neben dem Höchstwert Q_0 noch eine Reihe bestimmter kleinerer Werte, die auf angeregte Zustände des neuen Kerns führen. Die Anregungsenergie des n-ten Zustands ist offenbar gegeben durch die Differenz Q_0—Q_n. Reaktionen, bei denen mehrere Werte für Q gefunden werden, sind regelmäßig von Gammastrahlung begleitet. Die Energie der Gammaquanten muß mit den Differenzen Q_0—Q_n übereinstimmen oder mit einer Differenz Q_m—Q_n, nämlich dann, wenn der Übergang aus dem n-ten Zustand in den Grundzustand nicht direkt, sondern in mehreren Stufen erfolgt. Wir haben also durch die Messung der Energietönung einer Kernreaktion ein Mittel, direkt die möglichen Energieterme eines angeregten Kerns zu bestimmen, und zwar des Kerns, der durch die Reaktion gebildet wird.

Für die Entwicklung einer Theorie des Atomkerns ist die genaue Bestimmung der möglichen Energiestufen der einzelnen Kerne von größter Bedeutung. Man bedenke, daß auch die Theorie der Atomhülle nur entwickelt werden konnte, weil — insbesondere durch das Verdienst von *Kayser* und seinen Schülern — die Frequenzen der Spektrallinien und damit die Energieterme im Atom mit größter Genauigkeit bekannt waren. Es ist ein guter Prüfstein für die Brauchbarkeit einer Theorie, ob sie die gemessenen Energiezustände richtig vorhersagt.

§ 18. *Erzeugung und Nachweis von Neutronen*

Neutronen sind ein besonders wirksames Geschoß für die Auslösung von Kernreaktionen, denn ihnen steht kein abstoßendes elektrostatisches Feld entgegen. Im Gegensatz zu geladenen Teilchen löst daher jedes einzelne Neutron wirklich eine Kernreaktion aus. Wir wollen schon hier bei der Beschreibung der Kernreaktionen kurz auf die kernphysikalische Seite der Methoden zur Erzeugung und zum Nachweis von Neutronen eingehen, obwohl die dazugehörigen technischen Vorrichtungen erst in späteren Abschnitten (VI—VIII) beschrieben werden.

Viele Jahre lang bildeten (α, p)-Prozesse den einzigen bekannten Typ von Kernumwandlungen. *Bothe* und *Becker* konnten zeigen, daß bei einem Teil dieser Prozesse eine Gammastrahlung auftrat. Dabei machten sie die überraschende Entdeckung, daß auch bei Bestrahlung einiger Elemente, welche nicht durch Alphateilchen umwandelbar schienen, eine solche Gammastrahlung vorkommt. Diese Gammastrahlung ist vor allem bei der Bestrahlung von Beryllium mit Alphateilchen von außerordentlicher Intensität, sie ist da wesentlich stärker als die bei anderen Elementen durch Alphastrahlung erregte Gammastrahlung.

An sich ist es möglich, daß unelastische Streuprozesse auftreten, also daß ein Teil der Energie der Alphastrahlung in Gammastrahlung umgewandelt wird, ohne daß eine Kernumwandlung stattfindet. Bei der Berylliumstrahlung konnte ein derartiger Effekt nicht in Frage kommen, denn die Energie der ausgestrahlten Gammaquanten ist größer als die Energie eines einfallenden Alphateilchens. Man dachte daher zunächst an die Möglichkeit, daß das Alphateilchen vom Berylliumkern eingefangen würde, ohne daß ein anderes Teilchen dafür ausgestrahlt wird, es sollte also einen Kern C^{13} bilden, der an sich bekannt ist. Aber derartige Einfangsprozesse haben für geladene Teilchen verhältnismäßig kleine Wirkungsquerschnitte. Es schien daher nicht sehr wahrscheinlich, daß ein solcher Prozeß mit der großen Intensität auftreten kann, wie dies beim Beryllium der Fall hätte sein müssen.

Die genauere Untersuchung der Berylliumstrahlung ergab noch mancherlei Widersprüche, wie wir gleich sehen werden, die darauf hinwiesen, daß hier eine ganz neuartige physikalische Erscheinung vorlag. *Chadwick* fand die Lösung dieses Problems. Beim Beschießen des Berylliums mit Alphateilchen werden neben der Gammastrahlung zuvor unbekannte korpuskulare Teilchen ausgesandt, die keine elektrische Ladung mit sich führen. Weil sie elektrisch neutral sind, erhielten sie den Namen *Neutronen*. Daß es sich hierbei wirklich um eine korpuskulare Strahlung handelt, und zwar um Teilchen, deren Masse der des Protons ähnlich ist, zeigten folgende Versuchsergebnisse von *Curie* und *Joliot*: Die Berylliumstrahlung ist imstande, Atome leichter Elemente in schnelle Bewegung zu versetzen. Setzt man eine wasserstoffhaltige Substanz dieser Strahlung aus, so treten Protonen mit einer kinetischen Energie bis zu 5,7 MeV auf, was einer Geschwindigkeit von $3{,}3 \times 10^9$ cm/sec entspricht. Auch die auf Stickstoffkerne übertragbare Energie ist noch recht beträchtlich, etwa 1,2 MeV, entsprechend $4{,}7 \times 10^8$ cm/sec.

An sich ist es möglich, daß durch eine Quantenstrahlung, wie die Gammastrahlung es ist, einem Atomkern eine bestimmte Energie übertragen wird, analog der Energieübertragung von einem Quant auf ein Elektron beim Compton-Effekt. Man kann sich nach dem Energie- und dem Impulssatz ausrechnen[1]), welche Härte eine Quantenstrahlung haben muß, um einem Kern von vorgegebener Masse eine bestimmte

[1]) Die Energie eines Quants mit der Wellenlänge λ und der Frequenz $\nu = c/\lambda$ ist $h\nu$ (h das *Planck*sche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit), der Impuls h/λ.

kinetische Energie abzugeben. Aus den eben angegebenen Energien, welche die Berylliumstrahlung einem Proton beziehungsweise einem Stickstoffkern übertragen kann, würden sich unter der Voraussetzung, daß es sich um eine Quantenstrahlung handelt, folgende Energiewerte für die Härte dieser Strahlung ergeben: aus dem Energiewert für die Protonen 55 MeV, aus dem für die Stickstoffkerne sogar 90 MeV. Diese beiden Zahlen stimmen sehr schlecht überein. Die Härte der Gammastrahlung, welche in Beryllium durch Alphateilchen erregt wird, ergibt sich aber aus den Absorptionsmessungen von *Bothe* und *Becker* nur zu etwas mehr als 5 MeV, also noch nicht einem Zehntel dieses Wertes. Auch wäre es ganz unverständlich, woher diese großen Energien kommen sollten.

Die Annahme, daß neben der Gammastrahlung auch noch Neutronen vorhanden sind, auf die die Zählrohre von *Bothe* und *Becker* nicht ansprachen, löst alle diese Widersprüche mit einem Schlage. Aus den angeführten Werten für die Geschwindigkeit der durch die „Berylliumstrahlung", also die Neutronen, angestoßenen Wasserstoff- und Stickstoffkerne gelangte *Chadwick* zu einer vorläufigen Berechnung der Masse und der Energie der stoßenden Neutronen, und zwar auf folgende Weise: Nach den Stoßgesetzen der klassischen Mechanik erteilt ein Körper mit der Masse M und der Geschwindigkeit V einem anderen Körper mit der Masse m bei zentralem Stoß die Geschwindigkeit

$$v = \frac{2\,VM}{M + m}. \tag{1}$$

Setzen wir für m die Massen des Wasserstoff- beziehungsweise des Stickstoffkerns ein, also 1 beziehungsweise 14, und für v die für die betreffenden Kerne gemessenen Geschwindigkeiten, so erhalten wir für die beiden Unbekannten M und V, die jetzt Masse und Geschwindigkeit des stoßenden Neutrons bedeuten, die folgenden beiden Gleichungen: für den Stoß auf das Proton

$$v_{\mathrm{p}} = \frac{2\,VM}{M + 1} = 3{,}3 \times 10^{9}, \tag{2}$$

für den Stoß auf den Stickstoffkern

$$v_{\mathrm{N}} = \frac{2\,VM}{M + 14} = 4{,}7 \times 10^{8}. \tag{3}$$

Durch Division von (2) durch (3) folgt

$$v_{\mathrm{p}} : v_{\mathrm{N}} = \frac{M + 14}{M + 1} = \frac{33}{4{,}7};$$

daraus ergibt sich

$$M = 1{,}15.$$

Die Genauigkeit der zugrunde liegenden Geschwindigkeitsmessungen war nicht sehr groß, etwa 10%; das eben erhaltene Resultat, daß die Neutronenmasse 1,15 sei, sagt also nur aus, daß die Masse des Neutrons der des Protons ungefähr gleich ist. Aus dem Energieumsatz bei verschiedenen Kernumwandlungen, an denen Neutronen beteiligt sind, kann man die Masse eines Neutrons nach der auf S. 90 angegebenen Methode genau berechnen. Als bester Wert gilt heute 1,0089842.

Die eben erwähnte Reaktion $Be^9(\alpha, n)C^{12}$ stellt noch heute eine wichtige und besonders bequeme Erzeugungsmethode für Neutronen dar. Man füllt ein kleines Glasröhrchen mit Berylliumpulver, pumpt Radiumemanation dazwischen und schmilzt das Röhrchen zu. Häufig mischt man auch das Berylliumpulver in dem Röhrchen gleich mit einem Radiumsalz, meist Radiumsulfat, welches dauernd Emanation abgibt. Ein solches Präparat hat, neben seiner einfachen Handhabung, den großen Vorteil, über beliebig lange Zeiträume einen konstanten Neutronenstrom zu liefern[1]). Der Nachteil liegt darin, daß man schon für mittelstarke Präparate sehr große Mengen Radium benötigt, die Präparate sind daher sehr teuer. Die Energie der schnellsten Neutronen einer Radium-Beryllium-Quelle ist 13,7 MeV; jedoch liefert die Quelle eine ganz inhomogene Geschwindigkeitsverteilung, da mehrere Gruppen von Alphateilchen wirksam sind, diese Teilchen oft schon beim Durchgang durch das Beryllium einen merklichen Teil ihrer Energie verloren haben, bis sie auf einen Berylliumkern treffen, und da endlich auch angeregte Zustände des Kohlenstoffkerns entstehen. Ein gut hergestelltes Radium-Beryllium-Präparat liefert rund 13000 Neutronen pro Sekunde und Millicurie Radium.

Viel größere Neutronenintensitäten kann man mit Hilfe von Kernreaktionen erhalten, welche durch künstlich beschleunigte Teilchen, insbesondere durch Deuteronen, ausgelöst werden. Für mäßige Spannungen — etwa von 100000 bis 500000 Volt — ist neben dem gleich noch zu erwähnenden Deuterium-Tritium-Prozeß die ergiebigste Reaktion der sogenannte D-D-Prozeß, das heißt derjenige Prozeß, bei dem schwere Wasserstoffkerne (Deuteronen) auf schweren Wasserstoff geschossen werden. Die wirksame Reaktion ist $D^2(d, n)He^3$. Bei nicht zu hoher Einfallsenergie der Deuteronen sind die Neutronen verhältnismäßig homogen. Ihre Energie senkrecht zur Auffallrichtung der Deuteronen ist rund 2,5 MeV. Experimentell etwas unbequem ist bei dieser Reaktion die Handhabung einer deuteriumhaltigen Schicht, welche im Hochvakuum beschossen werden muß und dabei nicht allzu schnell verdampfen oder zerstäuben darf. Bei nicht zu hohen Intensitäten bewährt sich eine Schicht von schwerem Eis (D_2O), die mit flüssiger Luft gekühlt wird. Daneben werden auch Schichten von deuteriumhaltiger Phosphorsäure (DPO_3) oder besser von deuteriumhaltigem Ammoniumphosphat (ND_4PO_3) verwendet, da man diese

[1]) Tatsächlich nimmt die Neutronenintensität bei allen Radium-Beryllium-Präparaten etwas zu, zunächst rasch, bis sich das radioaktive Gleichgewicht zwischen Radium und Emanation eingestellt hat, dann aber noch langsam weiter, da das Gleichgewicht Radium-Polonium erst nach Jahren erreicht wird.

ohne flüssige Luft benutzen kann. Vielfach werden Zirkonbleche, die mit Deuterium beladen sind, mit Deuteronen beschossen. Da für die Beladung von kleinen Zirkonscheibchen nur verhältnismäßig geringe Mengen von schwerem Wasserstoff gebraucht werden, läßt sich die Methode auch auf sogenannten überschweren Wasserstoff H^3, gelegentlich Tritium genannt, anwenden. Die Reaktion H^3(d, n)He^4 hat für Deuteronenenergie von etwa hunderttausend Elektronvolt einen besonders hohen Wirkungsquerschnitt (s. auch S. 129). Da die Energietönung dieser Reaktion extrem hoch ist (17,7 MeV), können auf diese Weise mit verhältnismäßig geringen Mitteln recht hohe Intensitäten von Neutronen mit rund 14 MeV erzeugt werden. Tritiumgetränkte Zirkonbleche sind heute käuflich zu haben.

Für Deuteronenenergien über 500000 eV gibt die Bestrahlung von Lithiumschichten bessere Ausbeuten als der erwähnte D-D-Prozeß. Für noch höhere Energien ist die Bestrahlung von Beryllium, Bor oder Kohlenstoff besonders günstig. Die ersten beiden Elemente werden oft in Form von Lithiumfluorid (LiF) und Borkarbid (B_4C) bestrahlt. Die Ausbeutekurven für diese verschiedenen Prozesse in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie sind in Abb. 33 und 34 zusammengestellt und mit der Ausbeute von einer Radium-Beryllium-Quelle verglichen. Die Neutronenausbeute bei Beschuß einer dicken Schicht mit Deuteronen von 10 MeV für verschiedene Elemente zeigt nachstehende Tabelle:

Element	10^{10} Neutronen/ μA sec	Element	10^{10} Neutronen/ μA sec
Be	3,2	Ni	0,32
B	1,9	Cu	0,55
C	1,2	Mo	0,42
Al	0,87	W	0,070
Mn	0,76	Au	0,047

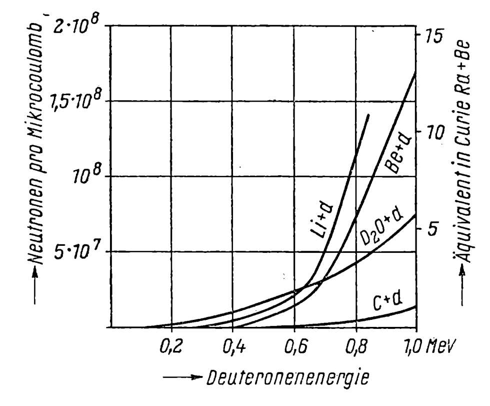


Abb. 33.
Ergiebigkeit einiger Neutronenquellen.

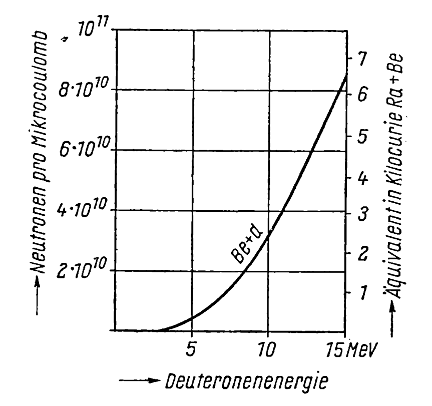


Abb. 34. Neutronenausbeute bei Beschießung einer dicken Berylliumschicht mit Deuteronen.

Man sieht, daß mit zunehmender Ordnungszahl die Ausbeute an Neutronen beim Beschuß mit Deuteronen von mittlerer Energie erheblich abnimmt.

Die Reaktionsenergie für den Prozeß Li^7 (d, n) 2 He^4 ist + 13,6 MeV; die Energie der schnellsten Neutronen in der Vorwärtsrichtung ist etwa gleich der Einfallsenergie der Deuteronen vermehrt um diese Zahl. Jedoch ist, wegen des dreifachen Zerfalls, die Geschwindigkeit der Neutronenstrahlung nicht homogen. Die schnellsten Neutronen von Be^9 (d, n) B^{10} haben eine Energie von 4,2 MeV plus der Energie der einfallenden Deuteronen, jedoch überwiegen an Zahl langsamere Neutronen, bei deren Entstehung ein angeregter Borkern zurückbleibt. Bei der Bestrahlung von Bor ist die wirksamste Reaktion B^{11} (d, n) 3 He^4, sie liefert Neutronen mit kontinuierlicher Energieverteilung bis 3 MeV über der Deuteronenenergie. Daneben werden durch B^{11} (d,n) C^{12} und B^{10} (d,n) C^{11} auch homogene Gruppen schnellerer Neutronen erzeugt. Die höchste auftretende Reaktionsenergie ist 13,4 MeV. Die bei Bestrahlung von Kohlenstoff auftretende Reaktion C^{12} (d, n) N^{13} ist endotherm, die Höchstenergie der entstehenden Neutronen ist um etwa 0,3 MeV niedriger als die Energie der aufgeschossenen Deuteronen. Daneben tritt, mit rund 100mal geringerer Intensität, eine Neutronengruppe mit etwa 5 MeV auf, die vom Isotop C^{13} herkommt.

Will man für spezielle Untersuchungen eine Neutronenquelle verwenden, die gar keine Neutronen mit höheren Energien abgibt, so verwendet man sogenannte Photoneutronen, das sind Neutronen, welche durch eine dem Photoeffekt analoge Reaktion erzeugt werden (s. § 21). Man benutzt ein Präparat, welches harte Gammastrahlung aussendet. Das Präparat wird von einem Berylliumblock umgeben. Dann werden durch die Gammaquanten Berylliumkerne zertrümmert, es tritt die Reaktion auf Be^9 (γ, n) 2 He^4. Die Reaktion setzt bei einer Quantenenergie von 1,6 MeV ein. Die Energie der Neutronen ist dann um 1,6 MeV niedriger als die Energie der eingestrahlten Quanten. Verwendet man ein Präparat aus Radium oder Radiumemanation, so sind die beiden härtesten Gammastrahlkomponenten von RaC′ mit 1,8 und 2,2 MeV wirksam. Sie liefern Neutronen mit etwa 0,2 und 0,6 MeV. Die Intensitäten der beiden Komponenten verhalten sich wie 4 : 1. Um jede schnellere Neutronenstrahlung zu vermeiden, muß das Radium in ein Schwermetallröhrchen eingeschlossen sein, da die Alphastrahlung des Präparats an leichten Elementen, wie sie unter anderem auch im Glas enthalten sind, durch (α, n)-Prozesse schnelle Neutronen auslöst. Die von einer Photoneutronenquelle gelieferte Intensität ist verhältnismäßig gering. Ein Radiumpräparat, welches in einen Block von 1 kg Beryllium gebracht wird, liefert bei günstigster geometrischer Anordnung noch rund fünfmal weniger Neutronen durch Kernphotoeffekt, als dieselbe Radiummenge durch den Effekt Be^9 (α, n) C^{12} erzeugen könnte. Auch mit Hilfe künstlich radioaktiver Stoffe werden Photoneutronenquellen hergestellt, zum Beispiel mit Yttrium 87 oder Antimon 124. Die letztere Quelle liefert Neutronen mit nur 24 keV. Weitere derartige Quellen sind in § 21 angeführt. Auch mit Hilfe sehr harter Röntgenstrahlung ist es möglich, Photoneutronen auszulösen.

Neutronenquellen, deren Intensitäten die aller hier behandelten Quellen um viele Zehnerpotenzen übertreffen, erhält man mit Hilfe von Kettenreaktionen, die durch die Kernspaltung in den sogenannten Reaktoren aufrechterhalten werden. Den Aufbau solcher Anlagen werden wir später noch eingehend behandeln (Abschn. VII). Trotz der Verfügbarkeit von Kernreaktoren sind auch heute noch die eben beschriebenen Neutronenquellen für die Forschung von beträchtlicher Bedeutung. Das Radium-Beryllium-Präparat ist eine sehr konstante Neutronenquelle. Mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern ausgelöste Reaktionen liefern in vielen Fällen homogene Neutronenstrahlen oder relativ hohe Stromdichten an schnellen Neutronen ohne wesentliche Beimischung von langsamen. Ferner lassen sich mit ihrer Hilfe gepulste Neutronenquellen herstellen, also Quellen, die nur für ein ganz kurzes Zeitintervall, etwa in der Größenordnung einer Mikrosekunde, Neutronen abgeben. Gerade diese letzteren sind für viele Forschungszwecke unentbehrlich. Zahlreiche Materialkonstanten, die für die Reaktortechnik von größter Bedeutung sind, können nur mit Hilfe solcher gepulster Neutronenquellen bestimmt werden.

Neutronen haben im Augenblick ihrer Entstehung im allgemeinen eine kinetische Energie von wenigstens einigen hundert keV, meistens sogar einigen MeV. Für viele Untersuchungen ist es nun erforderlich, mit möglichst langsamen Neutronen zu arbeiten, am besten mit Neutronen, deren Energie der kinetischen Energie von Gasatomen bei Zimmertemperatur vergleichbar ist. Um solche langsamen Neutronen zu erhalten, muß man die primäre Strahlung aus schnellen Neutronen „abkühlen"; man muß den Neutronen Gelegenheit geben, ihre Energie mit der Umgebung auszutauschen. Ein Neutron kann seine kinetische Energie dadurch an die Umgebung abgeben, daß es mit anderen Teilchen von ähnlicher Masse zusammenstößt. Aus den Stoßgesetzen der klassischen Mechanik folgt, daß der Teil der kinetischen Energie, welchen ein Körper mit der Masse M auf einen anderen mit der Masse m bei zentralem Stoß übertragen kann, gleich

$$\frac{4\,M\,m}{(M+m)^2} \tag{4}$$

ist. Sind M und m stark voneinander verschieden, so wird dieser Ausdruck sehr klein, es kann also nur wenig Energie an den gestoßenen Körper abgegeben werden. In der folgenden Tabelle ist ausgerechnet, wieviel von seiner kinetischen Energie in Prozenten ein Neutron von der Masse eins höchstens, also bei zentralem Stoß, auf ein anderes Teilchen übertragen kann.

	Teilchen				
	Elektron	Proton	Deuteron	Kohlenstoff	Blei
Masse (in Protonenmassen)	$\frac{1}{1836}$	1	2	12	206
Höchster übertragbarer Energieanteil	0,2%	100%	89%	28,4%	1,9%

Man sieht hieraus, daß die Möglichkeit der Energieübertragung an ein Elektron schon des Massenunterschieds wegen nur sehr klein ist; ganz abgesehen davon, daß die stoßvermittelnden Kräfte sehr gering sind. Nach Versuchen von *Rabi* und Mitarbeitern ist der Stoßquerschnitt eines Neutrons gegen ein Elektron 4×10^{-31} cm², gegenüber rund 10^{-24} cm² bei Atomkernen. Auch die Energieabgabe an schwere Kerne ist nicht sehr groß, wie man am Beispiel des Bleis sieht. Dagegen ist der Energieaustausch zwischen einem Neutron und einem leichten Kern, vor allem einem Wasserstoffkern, sehr erheblich. Hieraus folgt die auf den ersten Blick etwas paradox erscheinende Tatsache, daß ein Strahl aus schnellen Neutronen durch eine verhältnismäßig dicke Bleischicht wesentlich schwächer abgebremst wird als durch eine entsprechende Schicht von Paraffin oder Wasser.

Die eben angestellte Betrachtung gilt für die freien Atome, mit denen das Neutron elastisch zusammenstößt. In Molekülen gebundene Atome verhalten sich in mancher Beziehung anders, was besonders bei Wasserstoffatomen deutlich wird. Der Ansatz des elastischen Stoßes setzt voraus, daß das getroffene Atom jeden beliebigen Energiebetrag aufnehmen kann. Das ist aber beim gebundenen Atom nicht der Fall; die aufgenommene Energie muß hier gerade einem quantenmechanisch möglichen Schwingungszustand in dem gestoßenen Molekül entsprechen, wenn das getroffene Atom allein die Energie aufnehmen soll, denn dabei muß es ja gegenüber dem in Ruhe bleibenden Molekülrest in Schwingung geraten. Ist ein solcher Zustand nicht möglich, so wirkt das ganze Molekül wie ein starres Gebilde und nimmt als ganzes Molekül den Stoß auf. In diesem Fall muß man in die Gleichung für die übertragene Energie an Stelle der Masse des Atoms die des Moleküls einsetzen. Das spielt eine wesentliche Rolle bei der Bremsung von Neutronen in wasserstoffhaltiger Substanz. Solange die Neutronen noch nicht sehr langsam sind, wenn ihre Energie noch größer als etwa 1 eV ist, gibt es immer genug Schwingungszustände der Wasserstoffatome gegenüber ihren Molekülresten, so daß sie beim Stoß die entsprechenden Energiebeträge aufnehmen können. Ist die Energie der Neutronen aber kleiner als 1 eV, so ist das nicht mehr der Fall. Bei Verwendung von Wasser als Bremssubstanz muß man so rechnen, wie wenn unterhalb von 1 eV der gestoßene Kern die Masse 18 (H_2O) hätte. Bei Verwendung von Paraffin kann man in diesem Bereich mit einer scheinbaren Masse 14 rechnen (CH_2), weil das Kohlenstoffatom noch bis zu viel geringeren Energien herunter gegen das Nachbarkohlenstoffatom schwingen kann. Die Bremswirkung der wasserstoffhaltigen Substanz wird also für Neutronen von 1 eV wesentlich schwächer sein als für schnellere Neutronen. Daher setzen sich Neutronen auch nur verhältnismäßig langsam wirklich in thermisches Gleichgewicht mit der durchstrahlten Substanz. Früher nahm man an, daß die Neutronen, welche als langsame Neutronen hinter einer mehrere Zentimeter dicken Paraffinschicht beobachtet werden, eine Energieverteilung haben, wie sie der Temperatur des Paraffins entspricht. Heute weiß man, daß das nicht der Fall ist, die Temperatur des aus dem Paraffinblock herausdiffundierenden Neutronengases ist wesentlich höher, sie entspricht ungefähr 400° abs.

bei Zimmertemperatur und einem Paraffinblock von 14 cm Kantenlänge, in dessen Mitte eine Neutronenquelle angebracht ist. Solange man noch keine besseren Hilfsmittel zur Bestimmung der Neutronengeschwindigkeiten zur Verfügung hatte, nahm man für diese durch Paraffin abgebremsten Neutronen ebenfalls Zimmertemperatur an und verwendete diese Strahlung als Energiestandard, an den man alle anderen Energiewerte für langsame Neutronen anschloß. Daher kommt es, daß alle derartigen, in der Literatur vor 1945 angegebenen Werte, zum Beispiel die Energien für die Lage der Resonanzstellen von (n, γ)-Reaktionen, um einen konstanten Faktor 1,6 zu niedrig sind. Eine oft im Laboratorium verwendete einfache Anordnung zur Erzeugung eines Strahles von langsamen Neutronen, für die der Name Neutronenhaubitze üblich ist, zeigt Abbildung 35.

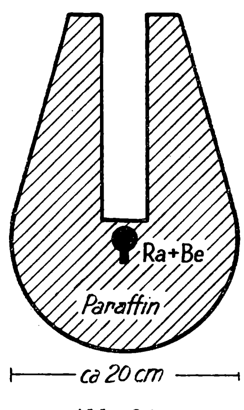


Abb. 35. Neutronenhaubitze.

Für viele Untersuchungen ist es notwendig, mit verhältnismäßig langsamen Neutronen homogener Geschwindigkeit zu arbeiten, oder die Meßgeräte so einzurichten, daß sie nur auf Neutronen einer ganz bestimmten Geschwindigkeit ansprechen. Es sind im wesentlichen drei verschiedene Versuchsanordnungen erprobt worden, die diesen Zweck erfüllen: erstens die modulierte Neutronenquelle, zweitens die rotierende Neutronenblende, beide in Verbindung mit einem Nachweisgerät, das nur während eines bestimmten Zeitintervalls anspricht, und drittens das Neutronenspektrometer, welches die durch die Welleneigenschaften der Neutronen hervorgerufenen Beugungseffekte an einem Kristallgitter zur Aussiebung eines homogenen Neutronenstrahls ausnützt. Die Apparate setzen sämtlich sehr hohe primäre Neutronenintensitäten voraus.

Eine modulierte Neutronenquelle ist zuerst von *Alvarez* und Mitarbeitern beschrieben worden. Man verwendet eine Neutronenquelle, die innerhalb eines Zeitintervalls, etwa innerhalb einer normalen Wechselstromperiode (0,02 sec) jeweils nur einmal eine sehr kurze Zeit, etwa einige Mikrosekunden lang, Neutronen erzeugt. Dies geschieht beim Zyklotron durch entsprechende Modulation der Ionenquelle, beim Synchro-Zyklotron ist es automatisch der Fall, auch bei einer Hochspannungsanlage ist es durch Modulation der Ionenquelle zu erreichen. Das Nachweisgerät für die Neutronen steht eine bestimmte Strecke s — ein oder einige Meter — von der Neutronenquelle ab und wird so gesteuert, daß es nur auf die Neutronen anspricht, welche eine bestimmte Zeit t nach der Neutronenerzeugung bei ihm eintreffen. Das ist durch entsprechende Schaltelemente in der Verstärkeranlage des Nachweisgeräts verhältnismäßig einfach zu bewerkstelligen. Der Abstand s zwischen Neutronenquelle und Nachweisgerät dividiert durch diese Zeit t, die Laufzeit der Neutronen, gibt die Geschwindigkeit der Neutronen an, die registriert werden. Alle schnelleren Neutronen kommen zu früh, alle langsameren zu spät und finden daher das Gerät

unempfindlich. Die Methode ist für Neutronengeschwindigkeiten zwischen etwa 10^5 und 10^8 cm/sec anwendbar, das sind 0,01 bis 10000 eV. Sie erfordert eine starke Neutronenquelle, da die Modulation des Strahls und die verhältnismäßig große Entfernung bis zum Nachweisgerät einen sehr bedeutenden Intensitätsverlust verursachen. Eine gewisse Ungenauigkeit kommt dadurch in die Messungen, daß die erzeugten Neutronen erst in der unmittelbaren Umgebung der Quelle verlangsamt werden müssen, was eine unbestimmte Zeit erfordert, die nicht mehr in allen Fällen klein gegenüber der Laufzeit der Neutronen bis zur Meßapparatur ist. Die langsamen Neutronen starten dadurch nicht mehr alle genau im gleichen Zeitpunkt von der Neutronenquelle.

Eine zweite Methode zur Beobachtung homogener Neutronenstrahlen ist zuerst von *Fermi* und Mitarbeitern entwickelt worden. Sie erfordert eine noch intensivere Neutronenquelle, als die eben beschriebene, und ist daher nur für Neutronenstrahlen

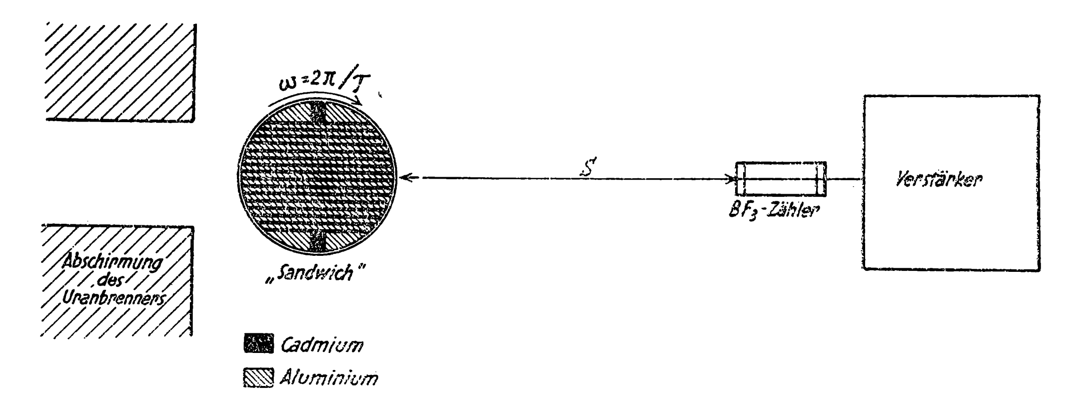


Abb. 36. Anordnung von *Fermi* zur Beobachtung homogener Neutronenstrahlung (Sandwich). Das „Sandwich" ist im Vergleich zu den übrigen Teilen übertrieben groß gezeichnet.

anwendbar, die aus einem Reaktor austreten. Die zunächst inhomogenen Neutronenstrahlen treffen auf ein rotierendes Blendensystem, das so gebaut ist, daß abwechselnd Kadmiumbleche und Aluminiumbleche aufeinanderliegen (Abb. 36). Die Kadmiumbleche waren in der Ausführung von *Fermi* 0,1 mm dick, die Aluminiumbleche 0,8 mm. Durch das Kadmium werden langsame Neutronen absorbiert, durch das Aluminium werden sie fast ungehindert durchgelassen. Da Aluminium- und Kadmiumbleche wie Brot und Belag in einem mehrfachen Butterbrot aufeinanderliegen, wurde dieser Apparatteil von *Fermi* mit dem Namen „Sandwich" bezeichnet. Heute ist in der amerikanischen Literatur der Name chopper (Hackmesser) üblich. Langsame Neutronen können das System nur in dem Augenblick durchdringen, in dem die Bleche gerade parallel zum Neutronenstrahl stehen, so wie es in der Abbildung gezeichnet ist. Man erhält daher genau wie in der vorher beschriebenen Anordnung innerhalb eines hier durch die halbe Umdrehungszeit des Rotors bestimmten

Zeitraums einen kurzen Neutronenimpuls. Der Neutronenempfänger ist so geschaltet, daß er nur bei einer bestimmten Winkelstellung α des Sandwichs gegenüber dem Neutronenstrahl anspricht. Ist die Umlaufszeit des Blendensystems T, sein Abstand vom Nachweisgerät s, so werden nur Neutronen mit der Geschwindigkeit $2\,\pi s/\alpha T$ angezeigt. Praktisch wird die Anlage dadurch häufig gesteuert, daß auf dem Blendensystem ein verdrehbarer kleiner Spiegel angebracht ist, der so eingestellt wird, daß er gerade bei der Winkelstellung α einen Lichtstrahl auf eine über dem Verstärker angebrachte Photozelle fallen läßt. Nur solange diese Photozelle belichtet wird, überträgt der Verstärker Stöße aus der Ionisationskammer auf das Registriergerät. Der Apparat ist für Neutronengeschwindigkeiten bis 7500 m/sec entsprechend 0,3 eV anwendbar, für höhere Neutronenenergien wird das Kadmium durchlässig.

Für energiereichere Neutronen verwendet man Zerhacker, die aus relativ großen rotierenden Eisenzylindern mit entsprechenden Schlitzen bestehen. Die Schlitze sind entweder am Rand eines Zylinders parallel zu dessen Achse eingefräst, oder sie laufen radial durch rotierende Scheiben. Die Länge der Zylinder beziehungsweise der Durchmesser der Scheiben muß etwa 0,5 m betragen. Mit Wegstrecken von 10 m kommt man bis zu Neutronenenergien von 5 keV. An verschiedenen Stellen sind wesentlich längere Wegstrecken für solche Untersuchungen im Bau. Die ausnutzbare Energie nimmt mit dem Quadrat der Neutronengeschwindigkeit und damit auch mit dem Quadrat der Wegstrecke zu. Bei langen Wegen würde Luft als Zwischenmedium schon erhebliche Störungen verursachen. Man verwendet meist einen sehr weiten Schlauch aus Kunststoff-Folie mit ungefähr 1 m Durchmesser, der mit Helium gefüllt wird.

Der dritte Apparat zur Beobachtung homogener Neutronenstrahlen benutzt die Tatsache, daß die Neutronen, wie alle Elementarteilchen, neben ihren korpuskularen Eigenschaften auch Welleneigenschaften haben. Die Wellenlänge λ eines Teilchens mit der Masse m und der Geschwindigkeit v, die sogenannte „*de Broglie*-Wellenlänge", ist gegeben durch die Gleichung:

$$\lambda = h/m\,v, \tag{5}$$

wobei h das *Planck*sche Wirkungsquantum ist. Für sehr langsame Neutronen hat diese Wellenlänge die gleiche Größenordnung wie die Gitterabstände in einem Kristall (10^{-8} cm) und es treten ähnliche Beugungserscheinungen wie bei Röntgenstrahlen auf. Der Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit, Energie in Elektronvolt und Wellenlänge von Neutronen ist in untenstehender Tabelle für die hier in Frage kommenden Größenordnungen zusammengestellt. Bringt man einen Kristall in den Weg eines parallel ausgeblendeten inhomogenen Neutronenstrahls, so wird genau wie bei Röntgenstrahlen durch jedes System von Gitterebenen gerade die Strahlung mit einer bestimmten Wellenlänge unter dem Reflexionswinkel abgebeugt (Abb. 37). Es gilt die von der Röntgenstrahlung her bekannte *Bragg*sche Beziehung:

$$n\,\lambda = 2\,d \sin \varphi, \tag{6}$$

wobei n die Gangdifferenz in Wellenlängen zwischen zwei Wellenzügen ist, die von

benachbarten Gitterebenen reflektiert werden, also die Ordnung des Spektrums, d der Abstand der Gitterebenen und φ der Reflexionswinkel, das heißt, der Winkel zwischen der Gitterebene (nicht: ihrer Normalen!) und dem Strahl. Unter Berück-

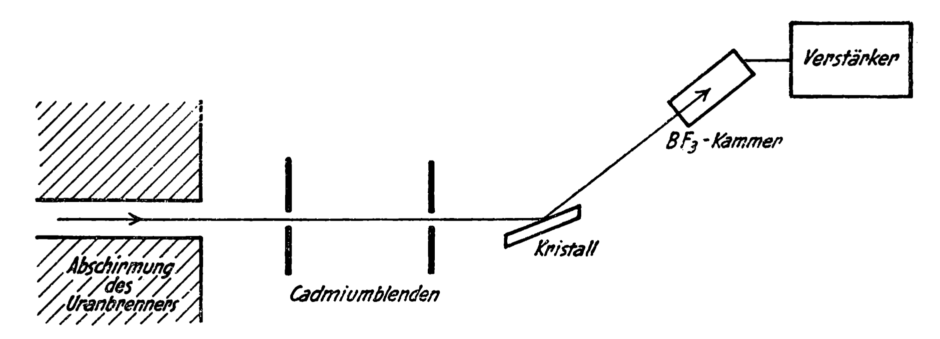


Abb. 37. Neutronenspektrometer.

sichtigung von (5) und der Energiegleichung: $E = 1/2\, m v^2$ ergibt sich aus (6) die Neutronenenergie in Abhängigkeit vom Reflexionswinkel:

$$E = \frac{n^2 h^2}{8\, m d^2 \sin^2 \varphi}. \tag{7}$$

Energie der Neutronen (eV)	Geschwindigkeit der Neutronen (cm/sec)	de Broglie-Wellenlänge der Neutronen (cm)	Energie einer Quantenstrahlung gleicher Wellenlänge (eV)
10^{-4}	$1{,}383 \times 10^{4}$	$2{,}860 \times 10^{-7}$	$4{,}341 \times 10^{2}$
10^{-3}	$4{,}374 \times 10^{4}$	$9{,}045 \times 10^{-8}$	$1{,}373 \times 10^{3}$
10^{-2}	$1{,}383 \times 10^{5}$	$2{,}860 \times 10^{-8}$	$4{,}341 \times 10^{3}$
10^{-1}	$4{,}374 \times 10^{5}$	$9{,}045 \times 10^{-9}$	$1{,}373 \times 10^{4}$
1	$1{,}383 \times 10^{6}$	$2{,}860 \times 10^{-9}$	$4{,}341 \times 10^{4}$
10^{2}	$1{,}383 \times 10^{7}$	$2{,}860 \times 10^{-10}$	$4{,}341 \times 10^{5}$
10^{4}	$1{,}383 \times 10^{8}$	$2{,}860 \times 10^{-11}$	$4{,}341 \times 10^{6}$
10^{6}	$1{,}383 \times 10^{9}$	$2{,}860 \times 10^{-12}$	$4{,}341 \times 10^{7}$

Die Methode ist auf Energiebereiche in den Größenordnungen zwischen 0,01 und 100 eV angewendet worden. Als Kristalle wurden unter anderen Kalzit, Lithiumfluorid, Kupfer oder Glimmer verwendet.

Während bei den ersten beiden Methoden aus einem inhomogenen Neutronenstrahl durch eine besondere Schalttechnik nur die Strahlen mit ganz bestimmter Geschwindigkeit zur Wirkung kamen, wird hier tatsächlich ein homogener Neutronenstrahl erzeugt, dem höchstens noch Strahlen höherer Ordnung ($n > 1$) überlagert sein können, die aber regelmäßig viel weniger intensiv sind, als der Strahl erster Ordnung. Auch dieser Apparat, der als Neutronenspektrometer bezeichnet wird,

setzt eine so hohe auf den Kristall auftreffende Neutronenintensität voraus, daß er nur in Verbindung mit einem Reaktor benutzt werden kann.

Durch Beugungseffekte kann es zustande kommen, daß von einer kristallinen Bremssubstanz Neutronen bestimmter Geschwindigkeiten bevorzugt durchgelassen werden. Insbesondere ist Graphit für sehr langsame Neutronen fast vollkommen durchlässig. Daher kann man durch Abbremsen von Neutronen in Graphit unter geeigneten Bedingungen eine Strahlung erhalten, deren mittlere Energie weit unter der durch die Zimmertemperatur gegebenen liegt.

Neutronen üben direkt keinen Einfluß auf Nachweisgeräte zur Registrierung atomarer Teilchen aus, denn alle diese Nachweisgeräte (s. Abschn. VIII) beruhen in irgendeiner Weise auf der ionisierenden Wirkung schnell fliegender geladener Teilchen. Das Neutron ionisiert aber als neutrales Teilchen nicht. Zum Nachweis von Neutronen ist es daher regelmäßig notwendig, daß diese zunächst irgendwelche Ionen auslösen. Dies kann immer durch geeignete Kernreaktionen erfolgen, bei hinreichend schnellen Neutronen auch durch Stöße, bei denen kinetische Energie von Neutronen auf ein direkt nachweisbares Teilchen, also irgendeinen Kern, übertragen werden. Der höchste Energieanteil kann beim elastischen Stoß von einem Teilchen auf ein gleich schweres anderes Teilchen übertragen werden. Zum Nachweis schneller Neutronen wird man diese also zweckmäßigerweise auf eine wasserstoffhaltige Substanz stoßen lassen.

Man kann beispielsweise ein *Geiger*sches Zählrohr dadurch für schnelle Neutronen empfindlich machen, daß man seine innere Wandung mit Paraffin auskleidet. Die Neutronen schlagen dann aus dem Paraffin schnelle Protonen heraus, die durch das Zählrohr angezeigt werden. Häufig benutzt man eine mit Wasserstoff, Methan (CH_4) oder Helium gefüllte Ionisationskammer oder Nebelkammer; auch Szintillationskristalle, die aus wasserstoffhaltigen Verbindungen, wie Anthrazen, aufgebaut sind, sprechen auf schnelle Neutronen an.

Von großer Bedeutung zum Nachweis von Neutronen aller, auch sehr geringer Energien sind Kernreaktionen, welche durch diese Neutronen ausgelöst werden. Gerade für langsame Neutronen haben solche Nachweismethoden oft besonders hohe Empfindlichkeit, da hier die Wirkungsquerschnitte meist sehr hoch sind.

Zum Nachweis von Neutronen mit thermischen Geschwindigkeiten benutzt man häufig den Prozeß $B^{10}(n, \alpha) Li^7$. Die austretenden Alphateilchen haben eine Energie von 2,5 MeV und eine Reichweite in Luft von 11 mm. Sie sind bequem mit Zählrohr, Ionisationskammer oder Szintillationszähler zu messen. Die Borumwandlung zeigt nicht alle Neutronengeschwindigkeiten gleichmäßig an; denn ihr Wirkungsquerschnitt — und damit die Empfindlichkeit einer Borkammer — ist umgekehrt proportional der Neutronengeschwindigkeit. Die Kammer ist also für die langsamsten Neutronen besonders empfindlich.

Aus der $1/v$-Abhängigkeit der Empfindlichkeit (s. S. 111) folgt, daß ein solches Gerät gerade die Dichte der Neutronen in dem untersuchten Raumbereich anzeigt,

solange die Bohrschicht genügend dünn ist, so daß sie die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen durch ihre Absorption noch nicht allzu stark stört. Prozesse wie $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ können auch zu einer direkten Energiebestimmung schneller Neutronen verwendet werden. Denn bei diesen ist die kinetische Energie der Teilchen nach der Reaktion ein direktes Maß für die Energie der aufgeschossenen Neutronen. Diese Energie läßt sich also mit den entsprechenden Geräten direkt messen.

Sehr häufig werden zum Nachweis von Neutronen solche Kernprozesse verwendet, die auf ein radioaktives Produkt führen. In diesen Fällen wird die Kernumwandlung durch die Neutronen nicht direkt gemessen, sondern man bestimmt später die entstandene Radioaktivität. Besonders für langsame Neutronen wird diese Methode viel angewandt. Hier entstehen die radioaktiven Isotope regelmäßig durch (n, γ)-Prozesse. Diese Reaktionen weisen besonders ausgeprägte Resonanzstellen auf, welche einem mit $1/v$ abfallenden Wirkungsquerschnitt überlagert sind (s. S. 106).

In der folgenden Tabelle sind einige der wichtigsten Indikatoren für langsame Neutronen zusammengestellt. Spalte 2 gibt die Neutronenenergie für die dem thermischen Gebiet zunächst liegende Resonanzstelle, also die Energie, auf die der Indikator besonders stark anspricht. Spalte 3 zeigt den Aktivierungsquerschnitt für die betreffende Reaktion, Spalte 4 die relative Häufigkeit des für die Reaktion verantwortlichen Isotops. Indikatoren mit sehr langer Halbwertszeit benutzt man als Integratoren, das heißt als Vorrichtungen, welche die Neutronenintensität am Beobachtungsort über einen längeren Zeitraum — der aber noch kurz sein muß im Vergleich zur Halbwertszeit — integrieren.

Indikator und reagierendes Isotop	Wirksame Resonanzstelle in eV	Einfangquerschnitt für thermischeNeutronen in barn	Halbwertszeit	Häufigkeit des Isotops in %
Dysprosium (Dy^{164})	< 0	3000	2,3 h	28
Rhodium (Rh^{103})	1,26	150	42 sec	100
Gold (Au^{197})	4,90	96	2,7 d	100
Indium (In^{115})	1,45	145	57 min	95
Silber (Ag^{107})	16,6	30	2,4 min	52
Silber (Ag^{109})	5,12	84	24 sec	48
Tantal (Ta^{181})	4,28	19	115 d	100

Die in der Tabelle angeführten Indikatoren sprechen alle außer auf die Neutronen von der angegebenen Resonanzgeschwindigkeit auch auf die langsamsten, also thermischen Neutronen mit großer Empfindlichkeit an. Will man deren Wirkung ausschalten, so muß man den Indikator mit Kadmiumblech umhüllen. Außer bei den ersten drei in der Tabelle angegebenen Elementen sind immer mehrere Resonanzstellen für diesen Einfang verantwortlich. Die in Spalte 2 angegebene Zahl gibt jeweils die Lage der Resonanzstelle mit der niedrigsten Energie. Das negative Vorzeichen bei der

Resonanzstelle von Dysprosium bedeutet, daß hier ein Energieterm für den aus einem Neutron und dem getroffenen Dysprosiumkern gebildeten Zwischenkern ein klein wenig niedriger liegt, als es der einfachen Summe aus den Massen ohne kinetische Energie entsprechen würde. Man kann den Term natürlich nicht direkt messen, aber er läßt sich mit Hilfe der *Breit-Wigner*-Formel (S. 110) aus der gemessenen Kurve für die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Reaktion Dy (n, γ) für langsame Neutronen erschließen.

Für nicht allzu hohe Flußdichten von Neutronen ist Tantal ein guter Integrator. Das durch Aktivierung entstehende Isotop Tantal 182 hat aber selbst einen Einfangquerschnitt von etwa 30000 barn, so daß es durch zu hohe Neutronenflüsse wieder abgebaut wird. Es ist ohne wesentlichen Fehler bis zu einem Fluß von 10^{18} Neutronen pro Quadratzentimeter verwendbar. Ähnliches gilt für Gold, wo der Wirkungsquerschnitt des aktiven Isotops Au^{198} etwa 35000 barn beträgt.

Zum Nachweis schneller Neutronen im Gebiet von einigen Millionen Elektronvolt verwendet man oft Reaktionen mit verhältnismäßig scharfer Einsatzenergie, insbesondere (n, p)-Prozesse, oder Spaltprozesse, die regelmäßig auch auf radioaktive Folgeprodukte führen. Mit Hilfe dieser Methode kann man nachweisen, wie viele Neutronen oberhalb der Einsatzenergie der bestrahlten Substanzen vorhanden sind. Zur Bestimmung der Energieverteilung von Neutronen innerhalb eines Reaktors, wo andere Methoden schwer verwendbar sind, wird diese Methode viel gebraucht.

§ 19. *Reaktionen, die über einen Zwischenkern laufen*

Im folgenden sollen die verschiedenen Typen von Kernumwandlungen auch nach der quantitativen Seite hin etwas näher betrachtet werden. Wenn zwei makroskopische Kugeln gegeneinander fliegen, so ist, wie man anschaulich ohne weiteres einsieht, der Wirkungsquerschnitt für den Zusammenstoß, also für eine gegenseitige Beeinflussung gegeben durch $\pi\,(R_1 + R_2)^2$, wenn R_1 und R_2 die Radien der beiden Kugeln sind. Bei atomaren Teilchen ist dies insofern anders, als ihre Bewegung durch eine Wellenfunktion zu beschreiben ist. Die „Ausdehnung", welche das einfallende Teilchen gegenüber dem stoßenden Kern hat, hängt daher entscheidend von seinem Impuls p, beziehungsweise von seiner de Broglie-Wellenlänge λ ab, gemäß der schon mehrfach erwähnten Beziehung

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{oder} \quad \bar{\lambda} = \frac{\hbar}{p}, \tag{1}$$

wobei der Querstrich eine Abkürzung für $\frac{1}{2\pi}$ ist. Solange die Teilchengeschwindigkeit v klein ist gegenüber der Lichtgeschwindigkeit c, gilt $p = m_0 v$, wenn m_0 die Ruhmasse des betreffenden Teilchens ist. Eine Durchrechnung nach den Gesetzen der Wellenmechanik, die hier ganz analog der Berechnung der Beugung von Licht-

wellen an einer mäßig stark absorbierenden (= grauen) Kugel auszuführen ist, zeigt, daß an Stelle des Radius des einfallenden Teilchens in der klassischen Formel bei der quantenmechanischen Betrachtung die Größe $\lambda\!\!\!^{-}$ treten muß. Der höchstmögliche Wirkungsquerschnitt für die Summe aller beim Stoß eines Teilchens mit der Wellenlänge λ auf einen Kern mit dem Radius R auftretenden Prozesse, ist demnach $\pi (\lambda\!\!\!^{-} + R)^2$.

Ist das einfallende Teilchen langsam, so daß $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$, ergibt dies $\sim \pi \lambda\!\!\!^{-2}$, ist $\lambda\!\!\!^{-} \ll R$, ergibt sich etwa der geometrische Kernquerschnitt πR^2, in Übereinstimmung mit dem Grundsatz, daß die klassische Betrachtung dann zum richtigen Ergebnis führt, wenn die vorkommenden de Broglie-Wellenlängen klein gegenüber den betrachteten Objekten sind. Ist λ kleiner als der Durchmesser eines Nukleons, so „sieht“ das einfallende Teilchen im Kern die einzelnen Nukleonen. In diesem Fall sind Prozesse zwischen einzelnen Nukleonen häufig.

Verhältnismäßig übersichtlich sind die Vorgänge, bei denen das einfallende Teilchen ein Neutron ist, da hier die Behinderung durch einen Potentialwall (§ 14) wegfällt. Wir wollen daher zunächst den Fall betrachten, daß ein Neutron auf einen Kern trifft und dabei einen Zwischenkern bildet.

Wenn das einfallende Neutron langsam ist, so ist seine Wellenlänge groß und der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion kann sehr viel größer werden als der geometrische Querschnitt des getroffenen Kerns. Ein extremes Beispiel ist der Prozeß $Xe^{135}(n, \gamma)Xe^{136}$, auf dem die beim Betrieb eines Kernreaktors sehr störende Xenonvergiftung beruht. Für Neutronen von thermischer Geschwindigkeit (0,025 eV $\sim$ 2200 m/sec), ist der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion $3{,}5 \times 10^6$ barn, während der geometrische Kernquerschnitt von Xe^{135} nur $(1{,}4 \times \sqrt[3]{135} \times 10^{-13})^2 \pi =$ $= 16$ barn ist.

Solche extrem hohen Werte für einen Wirkungsquerschnitt können aber nur herauskommen, wenn der Energieinhalt des entstehenden Zwischenkerns gerade einem seiner Energieterme entspricht, wenn also, wie man sagt, eine Resonanzstelle vorliegt. Nun sind derartige Resonanzstellen nicht extrem scharf, wie der Grundterm eines Kerns, denn sie wandeln sich nach einer meist sehr kurzen Zeit wieder um. Nach der *Heisenberg*schen Unbestimmtheitsrelation muß in solchen Fällen die Beziehung bestehen

$$\tau \cdot \Gamma = \hbar, \tag{2}$$

wobei τ die Lebensdauer des Zustands und Γ seine Energieunschärfe sind. Wir bezeichnen mit λ_i[1]) die Umwandlungskonstante (= Zerfallswahrscheinlichkeit, s. S. 48) des angeregten Zustands in einen anderen Zustand i, wobei der Übergang durch Gammastrahlung oder durch Aussendung eines Teilchens erfolgen kann. Dann

[1]) In diesem Abschnitt bezeichnen alle λ mit einem Index Übergangswahrscheinlichkeiten, alle λ ohne Index Wellenlängen.

ergibt sich die totale Umwandlungskonstante λ_t als Summe aller möglichen λ_i, also

$$\lambda_t = \sum_i \lambda_i. \tag{3}$$

Definitionsgemäß ist $\tau = 1/\lambda_t$, also

$$\Gamma = \lambda_t \cdot \hbar. \tag{4}$$

Man definiert nun Größen $\Gamma_i = \lambda_i \hbar$, die als entsprechende Teilbreiten des betreffenden Zustands bezeichnet werden. Zum Beispiel nennt man Γ_n die Neutronenbreite, das heißt den Anteil der gesamten Zustandsbreite, der durch die Möglichkeit der Aussendung von Neutronen bedingt ist, Γ_γ die Gammabreite, den Teil, der durch die Aussendung von Gammaquanten bedingt ist usw. Für die gesamte Zustandsbreite gilt entsprechend diesen Definitionen $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$.

Die Größe $\Gamma_\gamma = \lambda_\gamma \hbar$ ist durch die Emissionswahrscheinlichkeit für Gammastrahlung entsprechend dem in § 13 Gesagten gegeben. Die Emissionswahrscheinlichkeit für ein Neutron ist gegeben durch einen Ausdruck von der Form $(1 - r)/T_n$, dabei gibt $1/T_n$ an, wie oft ein Teilchen in der Zeiteinheit an die Potentialwand des Kerns stößt. T_n ist also die mittlere Zeit zwischen zwei solchen Stößen, r ist das Reflexionsvermögen der Potentialwand. Da wir die Bewegung der Teilchen durch eine Wellengleichung darstellen müssen, erhalten wir auch an einem Potentialsprung eine Reflexion, genau wie in der klassischen Optik an einer Unstetigkeitsfläche des Brechungsindex. An Stelle des Brechungsindex schreibt man wieder ganz analog zur klassischen Optik das Verhältnis der Wellenlängen auf beiden Seiten des Potentialwalls oder häufiger das Verhältnis der Wellenzahlen pro 2π Längeneinheiten. Die Wellenzahl ist also definiert als $k = 1/\lambda\!\!\!^{-}$. In der klassischen Optik ist das Reflexionsvermögen bei senkrechtem Einfall

$$r = \left(\frac{n - 1}{n + 1}\right)^2.$$

Das Durchlaßvermögen also

$$1 - r = 1 - \left(\frac{n - 1}{n + 1}\right)^2 = \frac{4\,n}{(n + 1)^2}. \tag{5}$$

Bezeichnen wir die Wellenzahlen außerhalb und innerhalb des Kerns mit k und K, so ergibt sich analog für das Durchlaßvermögen an einem Potentialsprung

$$1 - r = \frac{4\,kK}{(k + K)^2}, \tag{6}$$

oder angenähert, wenn $k \ll K$:

$$1 - r \sim \frac{4\,k}{K}. \tag{7}$$

Diese letztere Näherung kommt vor allem für langsame Neutronen in Frage. Hier

liegt $\frac{1}{K}$ in der Größenordnung des Kernradius R, $k = 1/\lambda\!\!\!^{-}$; also das Durchlaßvermögen ungefähr $4\,R/\lambda\!\!\!^{-}$. Sowohl die Eindringwahrscheinlichkeit für von außen kommende Neutronen in den Kern als auch die Aussendungswahrscheinlichkeit eines Neutrons und damit Γ_n sind dieser Größe proportional.

Für geladene Teilchen ist die Emissionswahrscheinlichkeit gegeben durch G_g/T_g. Dabei ist die Definition von T_g analog der von T_n (s. oben). G_g ist der Gamow-Faktor (§ 14), also die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein gegen die Potentialwand stoßendes geladenes Teilchen g diese durchdringt. Auf Grund des eben Gesagten können wir uns nun die Bedeutung der einzelnen Faktoren in einer von *Breit* und *Wigner* angegebenen Formel für den Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion ohne Schwierigkeit klarmachen und gleichzeitig den Gültigkeitsbereich dieser Formel erkennen. Die *Breit-Wigner*-Formel für den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion (n, a) wobei a das bei der Reaktion ausgesandte Teilchen oder Gammaquant bedeuten soll, ist

$$\sigma\,(\mathrm{n}, a) = \pi\,\lambda\!\!\!^{-2} f \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\,(E - E_r)^2} \frac{\Gamma_a}{\Gamma}. \tag{8}$$

In dieser Form der Formel kann der Faktor Γ^2 natürlich weggekürzt werden. Für die nachfolgende Diskussion ist jedoch diese erweiterte Form anschaulicher. Der

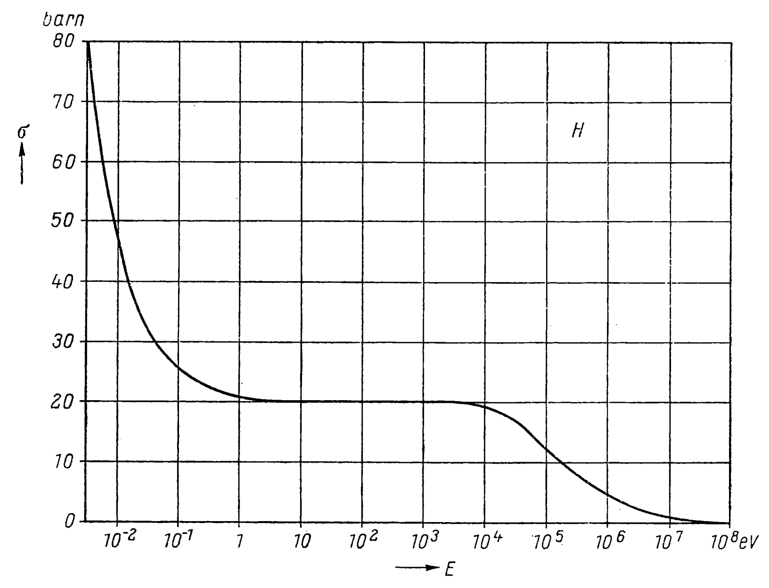


Abb. 38. Totaler Wirkungsquerschnitt σ von H gegenüber Neutronen. Für kleine Energien sind die Werte für Wasserstoff gemessen, der in Paraffin gebunden ist. Der Einfangquerschnitt für H gegen Neutronen ist immer $< 0{,}2 \times 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$. Die Stufe etwa bei 10^4 eV ist auf eine Resonanzstelle zurückzuführen, die vom ersten Anregungszustand des Deuterons herrührt.

Faktor f ist ein statistischer Faktor von der Größenordnung 1, der angibt, wie groß die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß das ankommende Neutron zusammen mit dem getroffenen Kern gerade den zum betreffenden Energiezustand gehörigen Spin bilden kann. In dem Faktor Γ_n steckt, wie wir eben gesehen haben, die Wahrscheinlichkeit, daß das auftreffende Neutron ohne reflektiert zu werden in den Potentialtopf des Kerns eindringt. Γ_a/Γ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß von allen möglichen Umwandlungsarten des Zwischenkerns gerade die erfolgt, bei der das Teilchen a ausgesandt wird. Der Faktor $\Gamma^2/[\Gamma^2 + 4\,(E - E_r)^2]$ ist der Resonanzfaktor, ein Faktor, der eins wird, wenn die kinetische Energie E des einfallenden Teilchens gerade gleich der Energie einer Resonanzstelle E_r ist, und der 1/2 wird, wenn der Abstand der Einfallsenergie von der Resonanzenergie $|E - E_r|$ gleich $\Gamma/2$ ist. Die Resonanzenergie entspricht gerade einem Energieterm des gebildeten Zwischenkerns. Γ ist ja als die Halbwertsbreite des Niveaus definiert, also die Breite, im Energiemaß, an der Stelle, wo der Funktionswert noch die Hälfte seines maximalen Werts hat.

Wenn ein Neutron in einen Kern eindringt, einen Zwischenkern bildet und wieder ausgesandt wird, ist der Gesamteffekt ein Streuprozeß. Wird die Energie des Neutrons dabei nicht verändert, so kann die auslaufende Neutronenwelle mit der an der Kernoberfläche gestreuten interferieren. Diese Interferenzeffekte machen sich im Wirkungsquerschnitt für die Streuung bemerkbar. Dabei kommen gegenüber

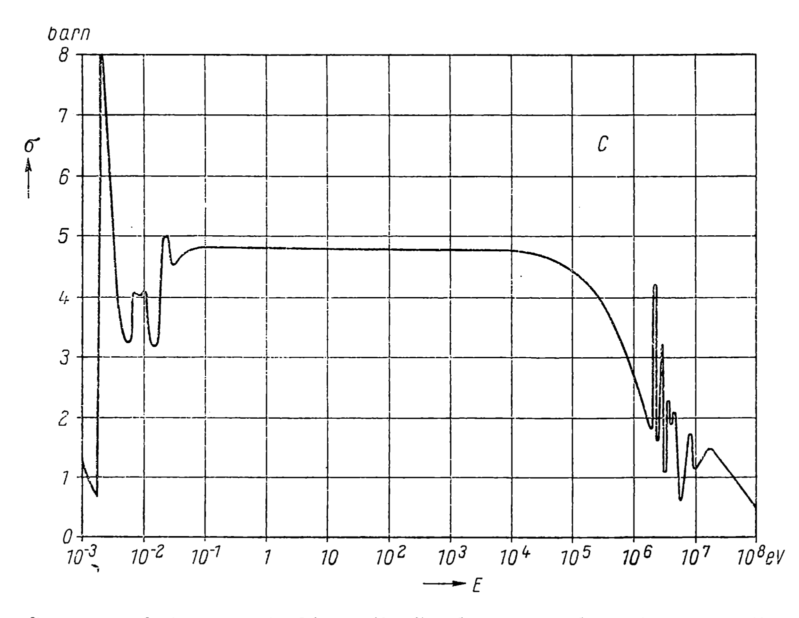


Abb. 39. Streuquerschnitt vom Kohlenstoff (Graphit) gegenüber Neutronen. Die Unregelmäßigkeiten bei kleinen Energien sind auf Interferenzeffekte durch das Kristallgitter zurückzuführen, die bei großen Energien auf angeregte Terme des Zwischenkerns C^{13}. Der Einfangquerschnitt ist in allen Energiebereichen verschwindend klein gegenüber dem Streuquerschnitt.

den Werten für reine Potentialstreuung sowohl übernormale wie unternormale Wirkungsquerschnitte vor, je nach der Phase, mit der sich die aus dem Kerninneren kommende Neutronenwelle der außen gestreuten überlagert. Die Abb. 38 und 39 zeigen den Verlauf des Streuungsquerschnitts von Neutronen an Wasserstoff und Kohlenstoff.

Die Breit-Wigner-Formel gilt nur, wenn im wesentlichen ein einziges Resonanzniveau am Einrang beteiligt ist. Dies ist dann im allgemeinen der Fall, wenn die Niveaubreite Γ klein ist gegenüber dem mittleren Niveauabstand D, also bei nicht allzu hoher Anregungsenergie und damit bei nicht allzu hoher Energie der eingeschossenen Teilchen. Für sehr niedrige Einfallsenergie des aufgeschossenen Neutrons, etwa bis zur Größenordnung 100 eV, sind die Werte für Γ_a, soweit das Teilchen a kein Neutron ist, praktisch unabhängig von E. Γ_n ist, wie wir oben gesehen haben, proportional $1/\lambda\!\!\!^{-}$. Bezeichnet man den Wirkungsquerschnitt an der Resonanzstelle mit σ_0, so wird demnach, da $\lambda\!\!\!^{-}$ proportional $1/\sqrt{E}$ ist (1),

$$\sigma \sim \sigma_0 \sqrt{\frac{E_r}{E}} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\,(E - E_r)^2}. \tag{9}$$

Ist ferner die Energie des einfallenden Teilchens verhältnismäßig weit von der Resonanzenergie entfernt, also $|E - E_r| \gg \Gamma$ und gleichzeitig klein gegenüber E_r, also $E \ll E_r$, so wird der Faktor

$$\Gamma^2/[\Gamma^2 + 4\,(E - E_r)^2] \sim \Gamma^2/4\,E_r^2, \tag{10}$$

also praktisch unabhängig von E. In diesem Fall wird

$$\sigma \sim \sigma_0 \frac{v_r}{v} \frac{\Gamma^2}{4\,E_r^2}. \tag{11}$$

Bei sehr vielen Kernen, insbesondere bei leichten Kernen, sind die für diese Näherung gemachten Voraussetzungen für sehr langsame Neutronen im Energiebereich von wenigen Elektronvolt gut erfüllt. In diesen Fällen ist der Wirkungsquerschnitt für eine Neutronenreaktion umgekehrt proportional der Neutronengeschwindigkeit. Man nennt dies das $1/v$-Gesetz. Je näher die Resonanzstelle am thermischen Gebiet liegt, desto größer ist im allgemeinen der Wert $\Gamma^2/4\,E_r^2$, desto größer ist also auch der Wirkungsquerschnitt für Neutronenreaktionen.

Reaktionen mit langsamen Neutronen, bei denen ein geladenes Teilchen, also ein Proton oder ein Alphateilchen ausgesandt wird, sind relativ selten. Schon bei mittelschweren Kernen ist hier der *Gamow*-Faktor G_a regelmäßig so klein, daß diese Prozesse mit der Emission eines Gammaquants oder eines Neutrons nicht konkurrieren können. Nur in ganz wenigen Fällen bei leichten Kernen ist Γ_p bzw. Γ_α wesentlich größer als Γ_n oder Γ_γ. In diesen Fällen ist dann natürlich die Größe Γ im wesentlichen durch Γ_p oder Γ_α bestimmt und verhältnismäßig groß, so daß nach Formel (11) auch σ groß wird. Die einzigen derartigen Prozesse sind in der folgenden Tabelle

Die durch thermische Neutronen auslösbaren Reaktionen, bei denen geladene Teilchen emittiert werden

Reaktion	Energietönung Q in MeV	Wirkungsquerschnitt (für eine Neutronengeschwindigkeit 2200 m/sec) in barn
He^3 (n, p) H^3	0,76	5400
Li^6 (n, α) Li^7	4,80	945
B^{10} (n, α) Li^7	2,79	4010
(B^{10} (n, α) Be^{10})	0,22	< 0,2
N^{14} (n, p) C^{14}	0,62	1,75
O^{17} (n, α) C^{14}	1,82	0,5
Cl^{35} (n, p) S^{35}	0,52	0,3
Zn^{64} (n, α) Ni^{61}		0,000015
Zn^{67} (n, α) Ni^{64}		0,000006

zusammengestellt. Da die nächste Resonanzstelle in allen in der Tabelle angegebenen Fällen sehr hoch liegt, folgen die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktionen in weitem Bereich einem reinen $1/v$-Gesetz (Abb. 40). In allen übrigen Fällen ist die einzig mögliche Kernreaktion mit langsamen Neutronen die (n, γ)-Reaktion. Hier gilt bei entfern-

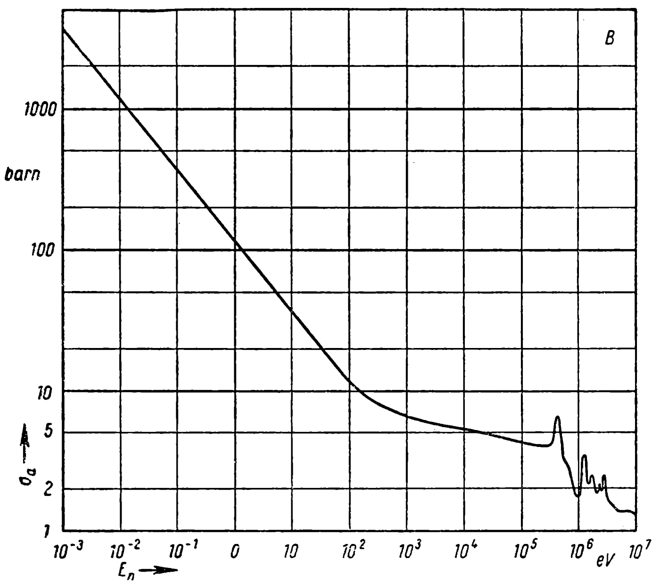


Abb. 40. Einfangquerschnitt von Bor gegenüber Neutronen. Bis etwas oberhalb von 100 eV entspricht der Verlauf einem reinen $1/v$-Gesetz.

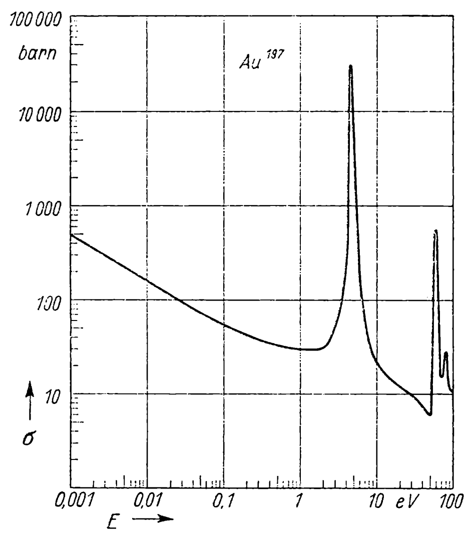


Abb. 41. Wirkungsquerschnitt von Gold 197 gegenüber langsamen Neutronen.

ter Resonanzstelle ein $1/v$-Gesetz. In der Nähe der Resonanzstelle erhält man eine typische Resonanzkurve, wenn $E_r \gg \Gamma$ (Abb. 41 und 42). Ist $E_r \sim \Gamma$, so erhält man Kurven, wie sie die Abb. 43 und 44 zeigen. Besonders im letzteren Fall bleibt in einem gewissen Bereich unterhalb der Resonanzstelle der Wirkungsquerschnitt praktisch konstant und fällt jenseits der Resonanzstelle sehr steil mit der Energie ab. Es kann auch vorkommen, daß der erlaubte Energieterm des Zwischenkerns etwas niedriger liegt als die Anregungsenergie, die er durch Einfang eines extrem langsamen, also praktisch ohne kinetische Energie einfallenden Neutrons bekommt. In diesen Fällen hat E_r einen negativen Wert. Die Kurve für σ fällt stärker als mit $1/v$ ab.

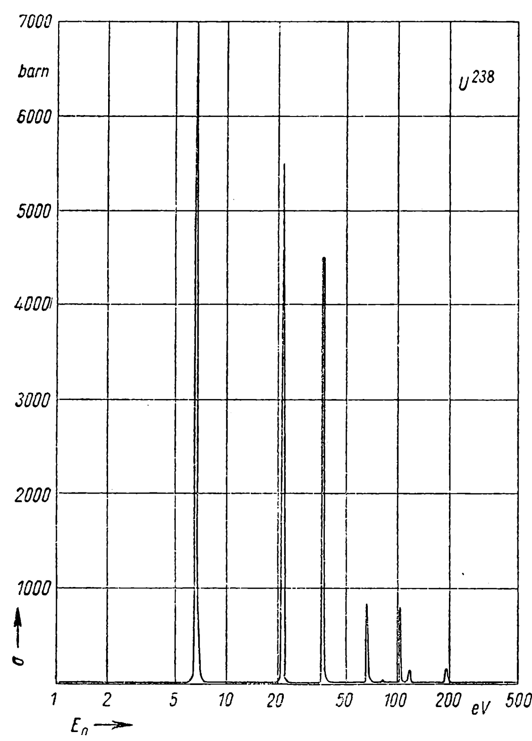


Abb. 42. Wirkungsquerschnitt von Uran 238 für epithermische Neutronen.

Die Energie, welche der Zwischenkern hat, der durch Einfang eines extrem langsamen Neutrons entstanden ist, ist offenbar identisch mit der Bindungsenergie B_n des letzten Neutrons an diesen Kern. Gerade dieser Energiebetrag müßte dem Kern im Grundzustand zugeführt werden, um ein Neutron von ihm abzutrennen.

Im Durchschnitt wird die kinetische Energie, die das einfallende Neutron braucht, um exakt eine Resonanzstelle zu erreichen, also die Größe E_r gleich dem halben mittleren Abstand zwischen zwei Anregungszuständen, bei einer Anregungsenergie in der Umgebung von B_n sein, also umgekehrt proportional der Niveaudichte an dieser Stelle. Bei gleicher Anregungsenergie ist die Niveaudichte für leichte Kerne regelmäßig wesentlich kleiner als für schwere. Schon bei niedrigen Niveaus ist die

Dichte etwa proportional der Ordnungszahl. Sie steigt bei höherer Anregungsenergie etwa exponentiell mit der Wurzel aus der Anregungsenergie, und zwar bei schweren Kernen wesentlich schneller als bei leichten. Für gleiche Anregungsenergie ist also die Niveaudichte bei schweren Kernen immer sehr viel größer als bei leichteren Kernen. Wäre B_n für alle Kerne etwa gleich groß, so müßte der Wirkungs-

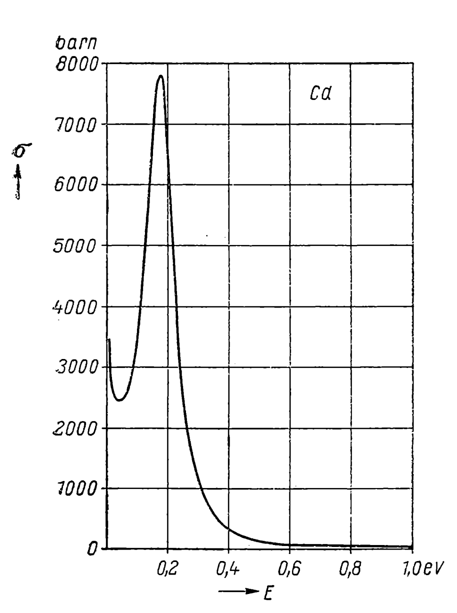


Abb. 43. Wirkungsquerschnitt von Cadmium gegenüber langsamen Neutronen. Der hohe Einfangquerschnitt in dem gezeichneten Bereich ist durch eine Resonanzstelle des zu 12,3% vorhandenen Cd^{113} bedingt.

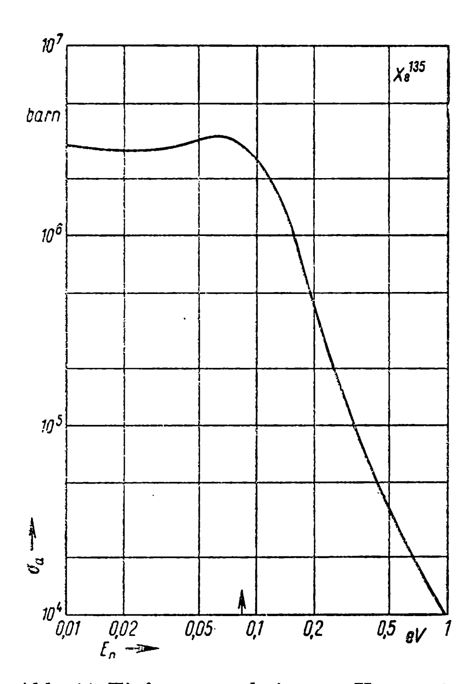


Abb. 44. Einfangquerschnitt von Xenon 135 für langsame Neutronen. Der Pfeil bezeichnet die Lage der Resonanzstelle, die nicht genau mit dem Maximum der Kurve zusammenfällt, sondern mit der Stelle, an der diese eine $1/v$-Kurve berühren würde. Xe^{135} zeigt den größten überhaupt beobachteten Wirkungsquerschnitt.

querschnitt für (n, γ)-Reaktionen mit thermischen Neutronen mit zunehmender Massenzahl stark ansteigen. Tatsächlich nimmt die Bindungsenergie des letzten Neutrons gegen Ende des periodischen Systems aber beträchtlich ab. Während sie bei leichteren Kernen in der Gegend von 10 MeV liegt, hat sie bei schweren im allgemeinen Werte zwischen 5 und 6 MeV. Daher kommt es, daß die Werte für die Wirkungsquerschnitte einer (n, γ)-Reaktion mit langsamen Neutronen im Mittel mit zunehmender Massenzahl ansteigen, in der Gegend der Masse 150, also im Gebiet der seltenen Erden, ein Maximum erreichen, und dann wieder abfallen, was man aus der Tabelle II, Spalte 6, im Anhang deutlich sieht. Einige charakteristische Werte für

Wirkungsquerschnitte von (n, γ)-Reaktionen sowohl für thermische Neutronen als auch für Neutronen mit der jeweiligen Resonanzenergie sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt. Man beachte, daß schon der leichteste Atomkern, das Proton, einen nicht unbeträchtlichen Einfangquerschnitt für langsame Neutronen aufweist. Dies kommt daher, daß der erste Anregungsterm des dabei entstehenden Zwischenkerns, des Deuterons, etwa 100 keV über der Bindungsenergie des Neutrons an das Proton

Wirkungsquerschnitte für einige (n, γ)-Reaktionen (Neutronengeschwindigkeit 2200 m/sec)[1]

Getroffener Kern	σ (n, γ) barn	Getroffener Kern	σ (n, γ) barn
H^1	0,33	Cd^{113}	27000
H^2	0,00046	In^{115}	145
Na^{23}	0,50	Xe^{135}	3200000
Al^{27}	0,23	Gd^{157}	~160000
Co^{59}	37,0	Au^{197}	98
Cu^{63}	4,3	Pb^{208}	0,006
Ag^{107}	30	Bi^{209}	0,032
Ag^{109}	84		

Wirkungsquerschnitte für einige (n, γ)-Reaktionen an der niedrigsten Resonanzstelle[2]

Getroffener Kern	Resonanz-energie (eV)	Totaler Wirkungs-querschnitt an der Resonanzstelle in barn
Na^{23}	2900	300
Ag^{107}	16,9	640
Ag^{109}	5,12	12500
Cd^{113}	0,178	7800
In^{115}	1,458	30000
Au^{197}	4,91	30000
U^{238}	6,7	7000

liegt und eine verhältnismäßig große Halbwertsbreite, also sehr kurze Lebensdauer hat. Dieses Absorptionsvermögen von Protonen für Neutronen macht es unmöglich, einen Kernreaktor mit natürlichem Uran und gewöhnlichem Wasser als Moderator zu bauen (siehe § 33).

Bei den schwersten Kernen können durch langsame Neutronen neben (n, γ)-Prozessen auch Kernspaltungen ausgelöst werden. Auf diese Gruppe von Kern-

[1]) Siehe auch Tabelle II Spalte 6 im Anhang.

[2]) Es ist der totale Wirkungsquerschnitt angegeben, also Absorptions- plus Streuquerschnitt. Der letztere trägt zwischen 5 und 30% zum Gesamtwert bei.

reaktionen, die regelmäßig auch über die Bildung eines Zwischenkerns laufen, werden wir in § 22 näher eingehen.

Bisher haben wir im wesentlichen langsame Neutronen betrachtet, deren Energie etwa in der Größenordnung Elektronvolt oder für leichte Kerne auch Kiloelektronvolt liegt. Bei Neutronen mit höherer Energie läßt sich die *Breit-Wigner*sche Formel nicht mehr anwenden. Hier wird die Niveaudichte und im allgemeinen auch die Niveaubreite so groß, daß die Halbwertsbreite Γ nicht mehr klein gegenüber dem mittleren Niveauabstand D ist.

In diesen Fällen ist die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines Zwischenkerns proportional der Größe $\frac{\Gamma}{D\sqrt{E}}$, die man vielfach als Stärkefunktion (strength function) bezeichnet.

Im Bereich hoher Einfallsenergie genügt es nicht mehr, die Betrachtung auf solche Neutronen zu beschränken, die mit dem Bahndrehimpuls 0 einlaufen, sondern es müssen auch höhere Bahndrehimpulse berücksichtigt werden, im allgemeinen bis zur Bahndrehimpulszahl $l_{\max}$, wobei $l_{\max}\lambdabar$ gleich dem Kernradius R ist. Die geometrische Auftrefffläche für Neutronen mit dem Bahndrehimpuls l ist ein Kreisring mit der Fläche $\pi\,[l^2 - (l-1)^2]\,\lambdabar^2 = \pi\,\lambdabar^2\,(2\,l - 1)$.

Soweit die Absorption der Neutronen in ein einzelnes Niveau angegeben wird, ist die *Breit-Wigner*-Formel noch anwendbar. Hier ist der Faktor $(2\,l - 1)$ in den Faktor f in Formel (7) mit hereinzunehmen.

Der durch energiereiche Neutronen gebildete Zwischenkern hat, wie jeder entsprechend hoch angeregte Zwischenkern, im allgemeinen eine ganze Reihe von Umwandlungsmöglichkeiten, die miteinander in Konkurrenz stehen. Immer möglich ist die Aussendung eines Gammaquants. Die Ausstrahlungsdauer für diesen Prozeß liegt im allgemeinen etwa in der Größenordnung 10^{-12} sec, die Größe Γ_n, also in der Größenordnung 10^{-3} eV[1]).

Die Ausstrahlung eines Neutrons ist natürlich immer möglich, wenn der Zwischenkern durch Einfang eines Neutrons gebildet war. Der (n, p)-Prozeß hat eine Energietönung von $+\,0{,}78$ MeV $-\,E_\beta$, wenn E_β die Maximalenergie der Elektronen des durch diesen Prozeß aus einem stabilen Kern regelmäßig gebildeten Betastrahlers bedeutet, denn 0,78 MeV ist das Energieäquivalent der Massendifferenz zwischen Proton plus Elektron und Neutron, und der neugebildete Kern muß dann noch die für die Betaumwandlung notwendige Energie aufbringen, um sich wieder in den Ausgangskern zu verwandeln.

Die Bindungsenergie von Protonen und Neutronen ist im Kern von ähnlicher Größe. Allerdings sind bei den leichten Isotopen eines Elements die Neutronen, bei den schweren die Protonen etwas stärker gebunden. Der Austritt eines Protons aus dem Kern wird immer durch den Potentialwall behindert, und zwar um so mehr, je

[1]) Für solche Umrechnungen ist es nützlich, sich zu merken, $\hbar = 6{,}58 \cdot 10^{-16}$ eV · sec.

geringer die Energie des Protons und je größer die Ladung des Kerns ist. Daher ist bei schweren Kernen, also insbesondere bei allen Kernen in der zweiten Hälfte des periodischen Systems der Wirkungsquerschnitt für (n, p)-Prozesse, die über einen Zwischenkern laufen, sehr klein. Solche Prozesse sind in diesem Gebiet nur in seltenen Fällen beobachtet.

Noch stärker sind die doppelt geladenen Alphateilchen durch die Potentialschwelle behindert, jedoch ist die Bindungsenergie des Alphateilchens an einen Kern regelmäßig wesentlich kleiner als die eines Protons oder Neutrons. Das kommt daher, daß das Alphateilchen selbst ja eine recht beträchtliche Bindungsenergie mit sich führt. Oberhalb der Masse 140 ist die Bindungsenergie des Alphateilchens an den Kern sogar häufig negativ, das heißt, der Kern ist schon im Grundzustand fähig, ein Alphateilchen zu emittieren (s. auch S. 63). Allerdings ist in den meisten Fällen die Halbwertszeit dafür so groß, daß der Zerfall der Beobachtung nicht mehr zugänglich ist. Eine Anregungsenergie von einigen Millionen Elektronvolt kann aber die Halbwertszeit für die Aussendung eines Alphateilchens in die Größenordnung 10^{-10} sec herunterdrücken. Damit wird die Alphaemission mit anderen möglichen Prozessen konkurrenzfähig. Experimentell beobachten wir (n, α)-Prozesse, die regelmäßig über die Bildung eines Zwischenkerns gehen, im ersten Drittel des periodischen Systems recht häufig, in der Mitte kaum, da ist die Behinderung durch die Potentialschwelle schon recht stark, die Bindungsenergie der Alphateilchen an den Restkern aber doch noch beträchtlich, dann aber wieder im letzten Drittel, wo der Kern an sich schon gegen Alphazerfall labil ist, insbesondere bei den leichten Isotopen der betreffenden Elemente.

Bei leichten Kernen liegen die Wirkungsquerschnitte für (n, p)- und (n, α)-Reaktionen mit schnellen Neutronen etwa in der Größenordnung 0,1 barn. Sie erreichen bei einer Einfallsenergie in der Größenordnung 10 MeV ein Maximum und nehmen dann mit zunehmender Neutronenenergie wieder ab.

Andere Teilchen als Neutronen, Protonen, Alphateilchen oder Gammaquanten werden, wenn wir von der Kernspaltung absehen, von einem Zwischenkern nur so selten ausgesandt, daß wir auf solche Prozesse nicht einzugehen brauchen.

Ist die Anregungsenergie des Zwischenkerns genügend hoch, so werden nicht selten mehrere Teilchen nacheinander ausgesandt. Dies bedeutet, daß nach der Emission des ersten Teilchens ein neuer, immer noch hoch angeregter Zwischenkern entstanden ist, der befähigt ist, ein weiteres Teilchen auszusenden. Dies kann sich mehrmals wiederholen. Soweit es sich um schwere Kerne handelt, ist bei hoher Anregung die Aussendung eines Neutrons fast immer der wahrscheinlichste Prozeß. Mißt man die Energieverteilung der von einem hoch angeregten Kern ausgesandten Neutronen, so findet man angenähert eine *Maxwell*sche Geschwindigkeitsverteilung, die der „Kerntemperatur" des Restkerns entspricht.

Für Protonen sieht die Verteilung durch den Einfluß des Coulomb-Feldes wesentlich anders aus. Sehr niedrige Energien kommen kaum vor, erst bei Energien, die der Höhe des Potentialwalls entsprechen, wird die Häufigkeitsverteilung für Protonen

der für Neutronen vergleichbar. War der Kern sehr hoch angeregt und hat er eine größere Zahl von Neutronen hintereinander ausgesondert, so bleibt schließlich ein Zwischenkern, der ein extrem leichtes Isotop des betreffenden Elements darstellt. In diesem ist, wie wir eben schon erwähnt haben, das letzte Neutron sehr viel stärker gebunden als das letzte Proton. Es kann also der Fall eintreten, daß die Emission eines Neutrons energetisch schon nicht mehr möglich ist, für die Aussendung eines Protons aber noch reichlich Energie zur Verfügung steht. Aus diesem Grund wird ein zunächst sehr hoch angeregter Kern häufig erst eine Reihe von Neutronen und als letztes Teilchen noch ein Proton emittieren.

Als grobe Faustregel kann gelten, daß für die Aussendung eines Nukleons eine Energie von rund 10 MeV verfügbar sein muß. Hat also ein Zwischenkern beispielsweise eine Anregungsenergie von 40 MeV, so wird er rund vier Nukleonen aussenden. Ist es ein schwerer Kern, so werden in den meisten Fällen wenigstens drei davon Neutronen sein. Ist die hohe Anregungsenergie allerdings durch den Zusammenstoß mit einem einzelnen schnellen Neutron oder Proton entstanden, so wird in sehr vielen Fällen gar kein Zwischenkern mehr gebildet. Darauf werden wir etwas weiter unten noch eingehen.

Die Energieschwelle für einen (n, 2n)-Prozeß ist offenbar durch die Bindungsenergie des letzten Neutrons an den getroffenen Kern bestimmt. Für die meisten leichteren Kerne liegt diese etwa bei 9 MeV, bei schwereren Kernen etwa bei 6 MeV. Es gibt jedoch Ausnahmen. Besonders niedrig liegt die Energieschwelle für die Reaktion $Be^9(n, 2n)Be^8 \rightarrow 2\alpha$[1]), nämlich bei 1,6 MeV.

Wir haben bisher im wesentlichen von Reaktionen gesprochen, die beim Zusammenstoß eines Neutrons mit einem Kern ausgelöst werden. Ein Zwischenkern kann aber auf verschiedenste Weise gebildet werden. Zum Beispiel kann dem Kern durch ein Gammaquant ein entsprechender Energiebetrag zugeführt werden. In diesen Fällen ist allerdings die direkte Wechselwirkung mit einzelnen Nukleonen häufiger als die Bildung eines Zwischenkerns. Es können ferner geladene Teilchen in den Kern eingeschossen werden. Insbesondere beim Beschuß mit Protonen sind die Verhältnisse weitgehend analog denen beim Beschuß mit Neutronen, mit dem Unterschied, daß ein Gamow-Faktor das Eindringen in den Kern behindert. Dieser Faktor ist sehr stark energieabhängig. Für niedrige Energien ist er praktisch gleich Null. Hier können gar keine durch Protonen ausgelösten Prozesse stattfinden. Dies ist gerade der Energiebereich, wo wegen der großen de Broglie-Wellenlänge die Wechselwirkung mit Neutronen besonders groß ist. Erst in der Gegend von einigen 100 keV für leichte Kerne, von einigen MeV für schwere Kerne, wird auch durch Protonenbeschuß die Bildung eines Zwischenkerns möglich. Der Wirkungsquerschnitt für solche Reaktionen steigt stark mit der Energie der einfallenden Protonen an. Bei nicht allzu

---

[1]) Der Kern Be^8 ist nicht stabil, sondern zerfällt in unmeßbar kurzer Zeit in zwei Heliumkerne.

hoher Energie sind der ansteigenden Kurve eine Reihe von Resonanzstellen überlagert. Typische Beispiele zeigen Abb. 45 und 46. Ist die Energie der eingeschossenen Protonen so hoch, daß der Potentialwall kein wesentliches Hindernis mehr darstellt, so verlaufen die Protonenreaktionen genau so wie die entsprechenden Neutronenreaktionen. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Zwischenkerns durch ein Proton kann auch bei schweren Kernen die Größenordnung des geometrischen Kernquerschnitts erreichen, wenn die Energie der eingeschossenen Protonen genügend hoch ist, bei der Kernladung 80 etwa 20 MeV. Bei sehr hoher Energie, etwa oberhalb von 50 MeV, spielt die direkte Wechselwirkung mit einzelnen Nukleonen des Kerns eine wesentliche Rolle.

Zwei Protonenreaktionen wollen wir etwas näher betrachten, und zwar solche, die historisch schon sehr früh untersucht worden sind. 1932 hatten *Cockcroft* und *Walton* als erste gefunden, daß es möglich ist, mit Protonen von verhältnismäßig niedriger Energie (einigen 100 keV) Kernumwandlungen auszulösen. Diese Entdeckung war der Beginn der stürmischen Entwicklung, den die Kernphysik in den nächsten beiden Jahrzehnten genommen hat. Der erste von *Cockcroft* und *Walton* beobachtete Prozeß war die Umwandlung von Lithium durch Protonen.

Man muß nur eine verhältnismäßig kleine Energie zuführen, um diese Reaktion mit einer Energietönung von 17,2 MeV pro umgewandeltes Lithiumatom auszulösen. Um einen Vergleich mit chemischen Wärmetönungen zu erhalten, wollen wir diese

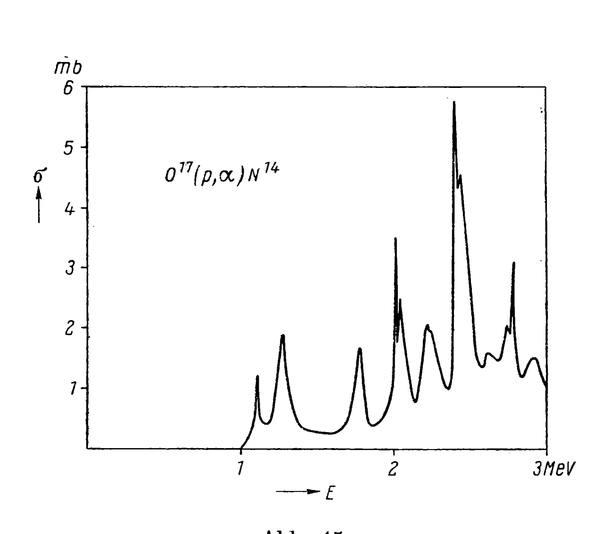


Abb. 45.
Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $O^{17}(p, \alpha)N^{14}$.

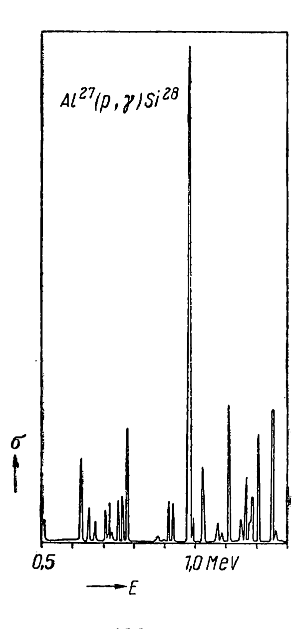


Abb. 46.
Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $Al^{27}(p, \gamma)Si^{28}$.

Zahl in Kalorien pro Mol umrechnen. Wenn ein Mol, das sind 6×10^{23}, Wasserstoffkerne in ebenso viele Lithiumkerne eindringen, so entstehen zwei Mol Helium und die frei werdende Energie beträgt

$$17{,}2 \times 6 \times 10^{23}\,\text{MeV} = 1{,}65 \times 10^{19}\,\text{erg} = 3{,}95 \times 10^{11}\,\text{cal.}$$

Wir erhalten also die Reaktionsformel

$$\text{Li} + \text{H} \rightarrow 2\,\text{He} + 395000000000\,\text{cal.}$$

Zum Vergleich wollen wir eine bekannte chemische Reaktion daneben schreiben, nämlich die Verbrennung von Kohlenstoff:

$$C + O_2 \rightarrow CO_2 + 94000\,\text{cal.}$$

Die bei der Lithiumumwandlung entstehende Wärmemenge ist also rund 4 Millionen mal so groß wie die bei der Verbrennung von Kohle entstehende. 1 Milligramm Lithium, durch schnelle Protonen umgewandelt, gibt ungefähr dieselbe Wärmemenge ab wie 20 Briketts, die im Ofen verbrannt werden, würde also genügen, um im Winter ein Zimmer einen Tag lang warm zu halten. Allerdings liegt die Entzündungstemperatur eines Gemischs Lithium-Wasserstoff schon außerordentlich hoch. Wir können sie aus den angegebenen Daten für die untere Grenze der Umwandlungsmöglichkeit berechnen. Sie beträgt viele hundert Millionen Grad.

Heute bemüht man sich in vielen Laboratorien darum, derartige Kernumwandlungen durch hohe Temperatur zu zünden und zur praktischen Energieerzeugung auszunützen (s. § 38). Allerdings ist die eben beschriebene Reaktion dafür nicht besonders geeignet. Reaktionen zwischen den Kernen der schweren Wasserstoffisotope (s. S. 129) oder zwischen Deuterium und Lithium 6 haben bei niedrigen Energien sehr viel größere Wirkungsquerschnitte. Die Reaktion $Li^7\,(p, \alpha)\,He^4$ ist nämlich für Protonen, die mit dem Drehimpuls 0 einfliegen, also zentral stoßen, nicht möglich, weil das System $Li^7 + p$ ohne zusätzlichen Bahndrehimpuls ungerade Parität hat, ebenso wie der Kern Li^7 allein, das System $2\,He^4$ dagegen gerade Parität haben muß; denn die beiden Heliumkerne bilden in bezug auf ihren gemeinsamen Schwerpunkt unter allen Umständen ein vollkommen spiegelsymmetrisches System. Die Reaktion findet daher nur mit solchen Protonen statt, die gegen den Li^7-Kern mit einem Bahndrehimpuls 1 einlaufen, so daß das gesamte System gerade Parität hat. Die notwendige Reaktionstemperatur liegt daher hier beträchtlich höher als bei ähnlichen, sogenannten „erlaubten" Reaktionen.

Beschießt man Bor mit Protonen, so erhält man nicht, wie beim Lithium, Alphateilchen mit homogener Reichweite, sondern die Reichweite zeigt eine kontinuierliche Verteilung etwa zwischen 0 und 5 cm. Die Verteilungskurve wurde von *Kirchner* und *Neuert* gemessen, sie ist in Abb. 47 dargestellt. Ihr Maximum, also die am häufigsten gemessene Reichweite, liegt bei 21,5 mm. Aus der kontinuierlichen Verteilung der Reichweiten muß man schließen, daß der Borkern bei der Beschießung mit Protonen in drei Teilchen zerspalten wird.

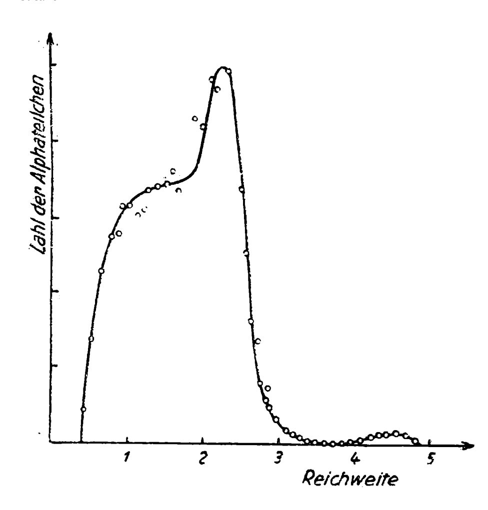


Abb. 47. Reichweite der bei der Borzertrümmerung entstehenden Alphateilchen (nach *Kirchner* und *Neuert*).

Die auftretende Reaktion ist

$$B^{11} + H^1 \rightarrow 3\,He^4.$$

In diesem Fall sind die Geschwindigkeiten der auseinanderfliegenden Alphateilchen durch Energie- und Impulssatz nicht mehr eindeutig bestimmt, da die drei unbekannten Geschwindigkeiten nur noch zwei Bedingungen, die Energie- und die Impulsgleichung, erfüllen müssen. (Vgl. auch Abb. 134 auf Tafel I im Anhang.)

Nun ist aber das Maximum in der Reichweitenverteilungskurve bei 21,5 mm stärker ausgeprägt, als dies für eine statistische Verteilung der Fall sein kann. Dies deutet auf einen ganz bestimmten Mechanismus der Umwandlung hin, und zwar auf den folgenden: Die Reaktion verläuft in zwei Schritten. Erst entsteht ein angeregter Berylliumkern $_4Be^8$, und es wird ein Alphateilchen ausgestoßen mit einer Reichweite von ungefähr 21,5 mm. Jedoch ist die Reichweite dieser Alphateilchen keineswegs so homogen wie die Reichweite von Alphateilchen, welche bei der Entstehung eines stabilen Kerns gebildet werden. Denn der Zustand des angeregten Be^8 ist sehr instabil, hat also nur eine äußerst kurze Lebensdauer. Daher ist nach der *Heisenberg*schen Unbestimmtheitsrelation die Energie dieses Zustandes nicht scharf definiert, das betreffende Niveau ist erheblich verbreitert (vgl. S. 106). Weil die Summe aus der Energie des Be^8-Kerns und der des austretenden Alphateilchens einen festen Wert haben muß, werden die Alphateilchen nicht mit völlig gleichen Energien ausgesandt. Daher kommt es, daß das Maximum der Reichweitenverteilung bei 21,5 mm nicht ganz so scharf ist, wie man es sonst für eine homogene Alphateilchengruppe erwartet. Nach Aussendung des ersten Alphateilchens zerfällt der angeregte Be^8-Kern sofort wieder durch Aufspaltung in zwei weitere Alphateilchen. Der gemeinsame Schwerpunkt dieser beiden Teilchen bewegt sich so wie der zerfallene Be^8-Kern weiter, die Geschwindigkeit der beiden Alphateilchen addiert sich daher vektoriell zu dessen ursprünglicher Geschwindigkeit. Wir erhalten daraus für diese beiden Alphateilchen eine kontinuierliche Energieverteilung in dem Bereich von 0,61 bis 4,95 MeV, was einer Reichweitenverteilung von 5 bis 36 mm entspricht. Die nach diesem Zerfallsmodell berechnete Geschwindigkeitsverteilung stimmt mit der Erfahrung gut überein.

Kirchner und *Neuert* fanden, daß neben der eben beschriebenen Verteilung noch ein schwaches, aber deutlich ausgeprägtes, scharfes Maximum für eine Reichweite von 45 mm auftritt (Abb. 47). Das Auftreten einer scharf definierten

Geschwindigkeit deutet darauf hin, daß in diesen Fällen der Kern nicht in drei, sondern nur in zwei Teile zerplatzt, denn dann ergeben Energie- und Impulsgleichung eine eindeutige Lösung für die Geschwindigkeit der beiden Teilchen. Da es sich bei den beobachteten Teilchen von 45 mm Reichweite um Alphateilchen handelte, konnte nur folgende Reaktion in Frage kommen:

$$B^{11} + H^1 \rightarrow Be^8 + He^4.$$

Hier entstand also offenbar ein Be^8-Kern in seinem Grundzustand. Ein Isotop des Berylliums mit der Masse 8 ist unbekannt. Es wurden jedoch noch einige andere Umwandlungen gefunden, welche ebenfalls auf die Bildung von Be^8 hindeuten. Spätere Versuche haben gezeigt, daß der Kern Be^8 nach etwa $5 \cdot 10^{-14}$ sec in zwei Heliumkerne zerplatzt. Die dabei frei werdende Energie ist 77 keV. Wir dürfen demnach den Kern Be^8 als einen sehr kurzlebigen Alphastrahler auffassen.

Ähnliches gilt auch für die in stabilem Zustand nicht existierenden Kerne mit der Masse 5, nämlich He^5 und Li^5. Bei allen Reaktionen, die zu deren Entstehung führen müßten, findet man eine dreifache Aufspaltung des Zwischenkerns. Die zunächst aus ihm entstehenden Produkte He^5 und Li^5 zerfallen schon von ihrem Grundzustand aus in unmeßbar kurzer Zeit in $He^4 + n^1$ und $He^4 + H^1$. Wenn man will, kann man auch diese beiden instabilen Kerne als sehr kurzlebige Alphastrahler bezeichnen.

(p, γ)-Reaktionen sind bei Verwendung mäßig schneller Protonen an leichten Kernen nicht selten. Sie zeigen ganz analog wie die (n, γ)-Reaktionen regelmäßig ausgesprochenen Resonanzcharakter. Als Beispiel zeigt Abb. 48 den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $Li^7(p, \gamma)Be^8$. Diese Reaktion führt im Endeffekt auf zwei Heliumkerne, da Beryllium 8 nicht stabil ist, jedoch haben hier die beiden Alphateilchen nur ganz geringe kinetische Energie. Der größte Teil der Reaktionsenergie wird in Form von Gammastrahlung ausgesandt. Die Protonen werden nur in einem schmalen Resonanzgebiet bei 0,44 MeV eingefangen. Der so entstehende hoch angeregte Zustand des Zwischenkerns hat ungerade Parität. Der Zwischenkern kann daher in diesem Zustand nicht in zwei Alphateilchen aufspalten, sondern muß sich erst durch die Emission eines in diesem Fall sehr energiereichen Gammaquants von 17,6 MeV in den Grundzustand verwandeln. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion beträgt rund 7 Millibarn. Die Gammastrahlung aus dieser Reaktion stellte lange Zeit die energiereichste, im Laboratorium verfügbare Quantenstrahlung dar. Mit ihr wurden die bahnbrechenden Versuche von *Bothe* und *Gentner* über (γ, n)-Prozesse durchgeführt.

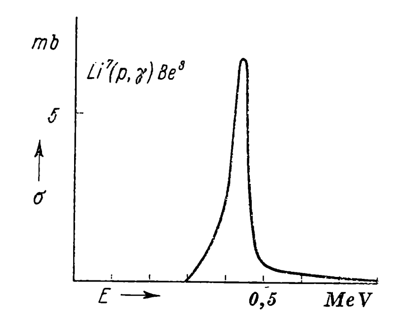


Abb. 48. Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $Li^7(p, \gamma)Be^8$.

Eine (p, n)-Reaktion muß immer stark endotherm sein, denn der neu gebildete Kern ist dem getroffenen isobar und in der Kernladung nur um eine Einheit von ihm unterschieden. Es kann also nur einer von beiden Kernen stabil sein, und zwar ist dies der getroffene, wenn wir von den heute noch ganz seltenen Fällen absehen, wo so große Mengen eines künstlich radioaktiven Stoffes zur Verfügung stehen, daß man an diesem noch einmal eine Kernumwandlung vornehmen kann. Der neu entstehende Kern ist deswegen normalerweise radioaktiv und geht durch Positronenstrahlung oder Elektroneneinfang wieder in den ursprünglichen über. Im Fall der Bildung eines „K-Strahlers" ist die auftretende Reaktionsenergie mindestens gleich der Massendifferenz zwischen Proton plus Elektron und Neutron (s. S. 115), also größer als 0,78 MeV. Im Fall des Positronenstrahlers muß sie noch um das Massenäquivalent eines Elektronenzwillings größer sein, also mindestens um 1,8 MeV. Zu dieser Mindestenergie muß man die Maximalenergie aus den gebildeten Betastrahlern hinzufügen, um die Einsatzenergie für den betreffenden (p, n)-Prozeß zu erhalten. Sobald die Einsatzenergie überschritten ist, liegt der Wirkungsquerschnitt für einen derartigen Prozeß bei 0,1 bis 1 barn. Die Einsatzenergie ist sehr scharf definiert; Abb. 49 zeigt ein Beispiel.

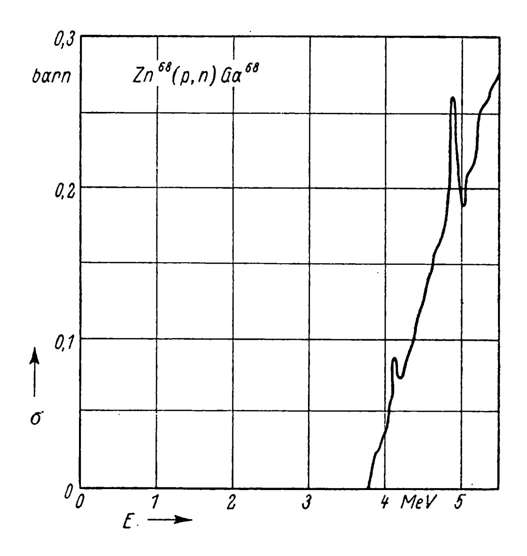


Abb. 49. Wirkungsquerschnitt für die Reaktion Zn^{68} (p, n) Ga^{68}.

Beim Einschuß von Deuteronen in Kerne kann ein Zwischenkern gebildet werden. Die Prozesse sind dann ähnlich wie beim Einschuß von Protonen. Relativ häufig treten bei den Deuteronenprozessen aber Wechselwirkungen an der Kernoberfläche auf, die wir weiter unten näher behandeln werden.

Prozesse, die durch Alphateilchen ausgelöst werden, verlaufen fast regelmäßig über einen Zwischenkern. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Zwischenkerns durch Alphateilchen ist für alle Kerne etwa 0,3 barn, wenn die Energie des ankommenden Alphateilchens gerade der Höhe der Potentialschwelle entspricht (§ 14). Diese liegt für $Z = 20$ ungefähr bei 5 MeV, für $Z = 60$ ungefähr bei 10 MeV und für die schwersten Kerne ungefähr bei 14 MeV. Beim 0,7- bis 0,8-fachen dieser Energie ist der Wirkungsquerschnitt nur noch etwa 1/100 von dem genannten Wert, beim doppelten dieser Energie erreicht er schon angenähert den geometrischen Kernquerschnitt. Während bei leichteren Kernen (α, p)-Reaktionen noch verhältnismäßig häufig sind, treten in der zweiten Hälfte des periodischen Systems nur noch (α, n)-, (α, 2 n)-, (α, 3 n)-usw. Reaktionen auf, denn der Zwischenkern ist wegen der

nötigen hohen Einfallsenergie immer hoch angeregt und sendet dann, wie wir schon ausgeführt haben, praktisch nur noch Neutronen aus. Bei den schwersten Kernen ist die Anregungsenergie so hoch, daß die Häufigkeit der Reaktionen, bei denen mehrere Neutronen ausgesandt werden, gewöhnlich die der (α, n)-Reaktionen überwiegt.

Die erste künstliche Kernreaktion war der von *Rutherford* 1919 gefundene Prozeß $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$. Das Neutron wurde 1932 von *Chadwick* durch einen (α, n)-Prozeß entdeckt, nämlich $Be^9(\alpha, n)C^{12}$. Zwei Jahre später waren es wieder (α, n)-Reaktionen, welche das Ehepaar *Joliot-Curie* zur Entdeckung der künstlich radioaktiven Kerne führten, nämlich $B^{10}(\alpha, n)N^{13}$; $Mg^{24}(\alpha, n)Si^{27}$ und $Al^{27}(\alpha, n)P^{30}$. Alle diese Prozesse waren mit natürlichen Alphateilchen ausgelöst worden, den einzigen einigermaßen energiereichen Kerngeschossen, die damals dem Experimentator zur Verfügung standen. Oberhalb der Kernladung 20 waren jedoch die Ausbeuten mit natürlichen Alphateilchen zu gering. In diesen Bereich konnte man erst eindringen, nachdem die Teilchenbeschleuniger so weit entwickelt waren, daß sie wesentlich energiereichere Heliumionen liefern konnten.

(α, γ)-Reaktionen sind im Laboratorium nicht beobachtet. Wenn die Energie des Alphateilchens so hoch ist, daß es mit merklicher Wahrscheinlichkeit in den Kern eindringen kann, reicht die dadurch erzeugte Anregungsenergie des Zwischenkerns immer zur Aussendung von Protonen und Neutronen aus, und besonders der letztere Prozeß erfolgt dann sehr viel schneller als die Emission eines Gammaquants, so daß der (α, γ)-Prozeß, obwohl er an sich vorkommt, mit den genannten nicht konkurrenzfähig ist. In manchen Sternatmosphären spielen (α, γ)-Reaktionen mit Alphateilchen von relativ geringer Energie in der Größenordnung Kiloelektronvolt eine entscheidende Rolle (§ 23).

Ebenso wie beim Beschuß durch Alphateilchen wird auch beim Beschuß mit höher geladenen Kernen regelmäßig ein Zwischenkern gebildet, wenn die Energie überhaupt ausreicht, um die beiden am Prozeß beteiligten Kerne zur Berührung zu bringen. Untersuchungen sind vor allem mit Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Neon durchgeführt worden. Die Atome dieser Elemente lassen sich verhältnismäßig leicht ionisieren und in diesem Zustand auf sehr hohe Energien beschleunigen (§ 30). Die Einsatzenergie E_e für die Bildung des Zwischenkerns ist in diesen Fällen angenähert dadurch gegeben, daß sich die beiden zusammenstoßenden Kerne bei zentralem Stoß eben berühren. Die Bedingung dafür ist

$$E_e = Z_1 Z_2 e^2 / r_0 \left(\sqrt[3]{A_1} + \sqrt[3]{A_2}\right). \tag{12}$$

Dabei sind Z_1 und Z_2 die Ladungen, A_1 und A_2 die Massen der beiden stoßenden Kerne. Für einen Neonkern, der auf einen Kern mit der Ladung 90 aufgeschossen wird, ist die nach dieser Formel berechnete Mindestenergie rund 100 MeV, was mit den experimentellen Ergebnissen gut übereinstimmt. Auch in diesen Fällen wird der Zwischenkern fast nur Neutronen aussenden. Es wird also bei Beschuß mit schweren

Kernen im allgemeinen das Element gebildet, das der Summe der Kernladungen der beiden Ausgangskerne entspricht. Durch solche Prozesse sind die letzten bisher erzeugten Elemente im periodischen System hergestellt worden, insbesondere das Element Mendelevium (Mv) mit $Z = 101$ und Nobelium (No) mit $Z = 102$. Wegen der zunächst sehr hohen Anregungsenergie emittiert der gebildete Zwischenkern regelmäßig viele Neutronen, etwa zehn. Es entsteht daher immer ein neutronenarmes, also für das betreffende Element leichtes Isotop.

Im allgemeinen kann man einem Prozeß nicht ohne weiteres ansehen, ob er über einen Zwischenkern führt oder ob er über einen der anderen Kanäle gelaufen ist, die wir auf Seite 85 erwähnt haben. Neben theoretischen Anhaltspunkten kann es als Beweis für die Bildung eines Zwischenkerns gelten, wenn dieser auf zwei verschiedenen Wegen hergestellt werden kann und die Wahrscheinlichkeiten für seine weitere Verwandlung bei gleicher Anregungsenergie in gleichem Verhältnis zueinander stehen. Wenn dies nicht der Fall ist, liegt zum mindesten bei einem Teil der Umwandlungen einer der im folgenden behandelten Prozesse vor.

§ 20. *Reaktionen ohne Zwischenkern*

Die Bildung eines Zwischenkerns beim Zusammenstoß von zwei Kernen bildet einen häufig verifizierten Extremfall. Der andere Extremfall ist die Wechselwirkung des aufgeschossenen Teilchens mit nur einem einzigen Nukleon des getroffenen Kerns. Dieser zweite Extremfall tritt vor allem ein, wenn entweder das aufgeschossene Nukleon sehr energiereich ist, so energiereich, daß seine *de Broglie*-Wellenlänge klein wird gegenüber dem Radius des einzelnen Nukleons, oder auch, wenn es sich um ein energiereiches Gammaquant handelt. Auch in diesem Fall ist übrigens die Wellenlänge der Gammastrahlung klein gegenüber dem Radius eines Nukleons. In einem solchen extremen Fall kann es vorkommen, daß die gesamte Energie des einfallenden Teilchens auf ein anderes übertragen wird, ohne daß der Restkern dabei angeregt wird. Insbesondere können zum Beispiel durch Beschuß beliebiger Kerne mit sehr energiereichen Protonen Neutronen etwa der gleichen Energie aus diesen herausgeschlagen werden.

Wesentlich häufiger liegt jedoch nicht ein derartiger Extremfall vor, sondern das eingeschossene Proton überträgt nach den Gesetzen des elastischen Stoßes einen Teil seiner Energie auf ein Nukleon im getroffenen Kern. Diese beiden Teilchen fliegen mit entsprechend kleinerer Geschwindigkeit im Kern weiter und können entweder aus diesem austreten oder mit einem weiteren Nukleon im Kern zusammenstoßen. Ein Teil der eingebrachten Energie wird so mit einzelnen, noch immer sehr energiereichen Nukleonen wieder aus dem Kern herauskommen, ein anderer Teil wird sich schließlich über den ganzen Kern verteilen und einen angeregten Zwischenkern im oben beschriebenen Sinn bilden, der sich entsprechend weiter umwandelt. Der experimentell feststellbare Unterschied gegenüber der unmittelbaren Bildung eines Zwi-

schenkerns liegt darin, daß hier zunächst einzelne, sehr energiereiche Nukleonen emittiert werden, deren Energie sehr viel größer ist, als sie einem Temperaturgleichgewicht des getroffenen Kerns entsprechen würde. Bei der Emission ist die Vorwärtsrichtung stark bevorzugt. Erst am Schluß des Prozesses dampfen noch einige Nukleonen mit mäßiger Energie aus dem Kern ab. Ihre Energie entspricht der auf Seite 116 erwähnten *Maxwell*schen Verteilung. Diese Teilchen werden nach allen Seiten gleichmäßig ausgesandt. Während bei den ersten sehr energiereichen Nukleonen die Behinderung der Protonen durch die Potentialschwelle keine Rolle spielt, so daß hier Protonen und Neutronen in vergleichbarer Anzahl vertreten sind, überwiegen bei den „abgedampften" Nukleonen mit relativ geringer kinetischer Energie die Neutronen bei weitem. Prozesse der eben beschriebenen Art bezeichnet man als Kernzersplitterung (engl. spallation). Abb. 50 zeigt, welche radioaktiven Kerne durch Bestrahlung von Kupfer mit Protonen von 680 MeV erzeugt werden können. Die Feststellung der entstandenen Kerne kann nur durch Beobachtung ihrer Radioaktivitäterfolgen. Daher sind in der Abb. 50 auch nur radioaktive Kerne aufgeführt.

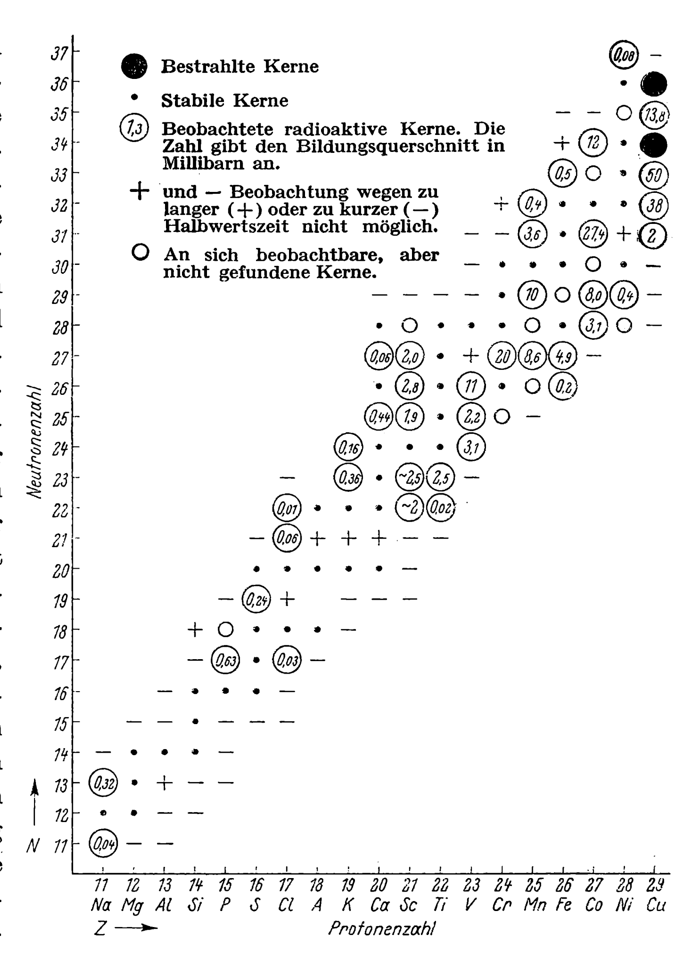


Abb. 50. Bei der Zersplitterung von Kupfer durch Protonen mit 680 MeV auftretende Folgeprodukte (nach *Winogradow* u. a.).

Sicher entstehen die dazwischenliegenden stabilen Kerne in ähnlicher Häufigkeit wie ihre radioaktiven Nachbarn. Manche radioaktiven Kernsorten entgehen der Beobachtung, nämlich die, deren Halbwertszeit entweder so kurz ist, daß sie bei

Beendigung der chemischen Trennung schon zerfallen sind, oder so lang, daß ihre Zerfallsrate für einen meßbaren Effekt nicht mehr ausreicht.

Neben der Zersplitterung in einzelne Nukleonen kann vor allem bei leichten Kernen auch eine Spaltung eintreten, wenn die Anregungsenergie hoch genug ist. Diesen aus dem Rahmen der übrigen Kernreaktionen herausfallenden Effekt werden wir im Zusammenhang mit allen anderen Spaltprozessen in § 22 behandeln. Auf einen weiteren Prozeß, die „Fragmentierung", gehen wir gleich noch ein.

Deuteronen oder Alphateilchen, deren kinetische Energie hoch ist im Vergleich zu ihrer Bindungsenergie, verhalten sich beim Aufprall auf Kerne so, wie wenn einzelne Nukleonen mit der Hälfte, beziehungsweise einem Viertel der Energie des eingeschossenen Deuterons oder Alphateilchens auf den Kern geprallt wären.

In seltenen Fällen treten beim Beschuß von Kernen mit sehr energiereichen Teilchen etwas schwerere Kerne als Bruchstücke auf. So ist die Bildungswahrscheinlichkeit für Be^7 beim Zusammenstoß eines Protons von 340 MeV mit einem Kupferkern 6×10^{-4}, mit einem Silberkern 10^{-4}, mit einem Goldkern 10^{-5}.

Beim Aufschuß von Nukleonen über 250 MeV auf beliebige Kerne tritt ein ganz neuartiger Effekt auf, die Bildung von Mesonen[1]). Mesonen sind kurzlebige Elementarteilchen, deren Masse zwischen der eines Elektrons und eines Protons liegt. Die wichtigsten sind die sogenannten π-Mesonen, deren Masse 0,135 Masseneinheiten ist. Sobald die Energie des aufgeschossenen Nukleons das Doppelte des Energieäquivalents dieses Wertes übersteigt, praktisch also größer als 250 MeV ist, tritt der Prozeß häufig auf. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines π-Mesons ist energieabhängig. Er liegt in der Größenordnung 1 barn pro Nukleon. Daß die aufgeschossenen Nukleonen das Doppelte des Massenäquivalents eines Mesons an kinetischer Energie mitbringen müssen, liegt daran, daß sich der gemeinsame Schwerpunkt der beiden beteiligten Nukleonen mit halber Geschwindigkeit des stoßenden Nukleons weiterbewegt, so daß im Schwerpunktsystem nur die Hälfte der Energie zur Verfügung steht. Auf weitere Einzelheiten der Mesonenbildung und auf die verschiedenen Mesonenarten und ihren Zerfall werden wir bei der Besprechung der Elementarteilchen in § 24 eingehen.

Die Bildung von Mesonen spielt bei einer besonderen Art von Kernprozessen eine wesentliche Rolle, bei der sogenannten „Fragmentierung". Fragmentierung tritt als Hauptreaktion auf, wenn Kerne mit Protonen von mehr als 1 GeV Energie beschossen werden. Dabei wird das Auftreten von Kernfragmenten, also abgetrennten Kernbestandteilen mit relativ niedriger Masse, wie F^{18} oder Na^{24} beobachtet. Eine quantitative Untersuchung der Ausbeute an Kernfragmenten bei verschiedenen Protonenenergien zeigt, daß diese Fragmente nicht durch die oben beschriebene Zersplitterung und auch nicht durch den in § 22 behandelten Spaltprozeß entstanden sein können, sondern durch einen Vorgang, bei dem sehr schnell — schnell gegenüber

[1]) Vom griechischen Wort μέσον, das mittlere, das heißt in seiner Masse in der Mitte zwischen Proton und Elektron stehende.

der Zeit, die der Zwischenkern braucht, um ein Temperaturgleichgewicht zu erreichen — ein großer Energiebetrag auf ein Kernfragment übertragen wird. Als Überträger der Energie wirken dabei offenbar Mesonen, die zunächst bei Zusammenstoß des aufgeschossenen Protons mit einem Nukleon des getroffenen Kerns gebildet, aber noch innerhalb des Kerns wieder absorbiert werden.

Wenn Deuteronen auf Kerne geschossen werden, so bildet sich in vielen Fällen ein Zwischenkern. Da die Bindungsenergie des Deuterons nur wenig über 2 MeV liegt, die Bindungsenergie des letzten Nukleons in einem Kern aber 8 bis 9 MeV beträgt, muß die Anregungsenergie dieses Zwischenkerns etwa 15 MeV plus der kinetischen Energie des einfallenden Deuterons sein. Ein solcher Zwischenkern wird nach dem oben Gesagten besonders häufig ein oder zwei Neutronen aussenden, bis er den Grundzustand erreicht. Solche Prozesse werden tatsächlich beobachtet. Auch (d, α)-Prozesse treten auf, die über einen Zwischenkern führen. Mit Abstand die häufigsten Prozesse beim Aufschuß von Deuteronen mit mittlerer Energie sind aber (d, p)-Prozesse, die mit nur sehr viel geringerer Wahrscheinlichkeit auftreten könnten, wenn die Reaktion immer über einen Zwischenkern verliefe.

Im allgemeinen ist der Reaktionsverlauf jedoch so, daß bei mittleren Deuteronenenergien das locker gebundene Neutron beim Vorbeigang am Kern von seinem Proton abgestreift wird (daher der englische Name stripping-reaction) und in den Kern ohne Behinderung durch die Potentialschwelle eindringt, während das Proton an ihm vorbeifliegt. Dieser Prozeß kann vor allem bei leichteren Kernen deutliche Resonanzeffekte zeigen, das heißt, beim Aufschießen von homogenen Deuteronenstrahlen auf sehr dünne Materieschichten erhält man Protonengruppen mit ganz diskreten Energien. Dabei kommt es häufig vor, daß die Energie des Zwischenkerns etwas kleiner ist als die Bindungsenergie des letzten Neutrons. Aus diesem Niveau kann der Kern nur durch Gammastrahlung in den Grundzustand übergehen, aber kein Neutron mehr aussenden. Durch diesen Effekt sind Resonanzniveaus meßbar, die erheblich niedriger liegen als die durch (n, γ)-Prozesse mit langsamen Neutronen feststellbaren.

Daß die Wirkungsquerschnitte für (d, p)-Prozesse auch bei schwereren Kernen schon bei mäßigen Deuteronenenergien relativ groß sind, liegt daran, daß keine elektrische Ladung den Potentialwall durchdringen muß. Als erste haben *Oppenheimer* und *Philipps* diese Art von Reaktionsmechanismus durchgerechnet. Der Prozeß wird daher vielfach als *Oppenheimer-Philipps*-Prozeß bezeichnet. Das eben beschriebene Bild der Abstreifreaktion gilt vor allem für Deuteronen mit mittlerer Energie, speziell für solche mit einigen Millionen Elektronvolt. Auch beim Beschuß von Kernen mit anderen Partikeln, insbesondere H^3, sind derartige Neutronenaustauschreaktionen beobachtet worden.

Beim Beschuß mit sehr schnellen Deuteronen treten ebenfalls Abstreifreaktionen auf. Hier ist der Verlauf des Prozesses jedoch ein wesentlich anderer. Das schnelle Deuteron durchdringt in diesem Fall den getroffenen Kern praktisch ebenso wie ein

Paar von freien Nukleonen. Bei einer Energie von 50 MeV ist die Wahrscheinlichkeit für ein einzelnes Nukleon, daß es einen schweren Kern unbehindert durchdringt, etwa 1/3. Entsprechend muß die Wahrscheinlichkeit, daß von zwei Nukleonen beide durchkommen, daß also das Deuteron den Kern unverändert durchläuft, $\left(\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{1}{9}$ sein. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelnes Nukleon steckenbleibt, ist 2/3. Daß beide zugleich steckenbleiben, also $\left(\frac{2}{3}\right)^2 = \frac{4}{9}$. Die Wahrscheinlichkeit, daß von zwei Nukleonen eines durchkommt, ist demnach $1 - \frac{1}{9} - \frac{4}{9} = \frac{4}{9}$. Das bedeutet, daß bei diesem Prozeß in knapp der Hälfte aller Fälle das Deuteron beim Durchlaufen eines Kerns aufgespalten wird, so daß nur ein Proton oder ein Neutron den Kern wieder verläßt, und zwar ungefähr mit der halben Energie des aufgeschossenen Deuterons. Daß es nicht genau die halbe Energie ist, kommt daher, daß die beiden Nukleonen im Deuteron sehr beträchtliche Bewegungen gegeneinander ausführen, deren jeweilige Momentankomponente sich beim einzelnen Nukleon vektoriell zur Geschwindigkeit des Deuterons addiert. Experimentell meßbar sind sowohl die Geschwindigkeitsverteilung als auch die Winkelverteilung der austretenden Protonen. Ohne die Eigenbewegung der Nukleonen im Deuteron müßten die austretenden Protonen die gleiche Richtung haben wie die eingeschossenen Deuteronen. Aus Messungen dieser Winkelverteilung läßt sich daher die innere Bewegung der Bestandteile des Deuterons ermitteln, allerdings nicht mit besonders guter Genauigkeit, da die Resultate durch innere und äußere Stoßeffekte nicht unwesentlich beeinflußt werden. Eine bessere Methode, die innere Bewegung von Kernbestandteilen festzustellen, beruht auf der quantitativen Untersuchung der Streuung von sehr schnellen Elektronen im Kern. Wir werden darauf noch eingehen (§ 26).

Analoge Prozesse, wie der eben beschriebene, können auch bei Bestrahlung mit Teilchen auftreten, die mehr als zwei Nukleonen enthalten, wenn deren Energie entsprechend hoch ist. So wurden zum Beispiel beim Beschuß von Kupfer mit H^3-Kernen von 6,5 MeV unter anderem folgende Prozesse beobachtet. $Cu^{63}(H^3, d)\,Cu^{64}$; $Cu^{63}(H^3, n)\,Zn^{65}$; $Cu^{65}(H^3, He^3)\,Ni^{65}$; $Cu\,(H^3, p)\,Cu^{67}$; alle diese Prozesse gehen nicht über einen Zwischenkern, sondern beruhen auf dem Austausch einzelner Neutronen, in einigen Fällen auch von Protonen.

Auf zwei spezielle Deuteronenprozesse wollen wir wegen ihrer praktischen Bedeutung noch näher eingehen, nämlich auf die, welche eintreten, wenn entweder zwei Deuteronen oder ein Deuteron und ein Triton ($= H^3$) zusammenstoßen. Diese beiden Prozesse zeichnen sich vor allen anderen Reaktionen zwischen geladenen Teilchen durch besonders großen Wirkungsquerschnitt schon bei Teilchenenergien aus, die wesentlich unter 1 MeV liegen, weil beide Reaktionspartner nur die Kernladung 1 haben, die abstoßenden Coulomb-Kräfte also die kleinstmöglichen sind. Beim

Zusammenstoß von zwei Deuteronen treten zwei Reaktionen mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit auf, nämlich

$$H^2 + H^2 \rightarrow H^3 + H^1 + 3{,}97\ \mathrm{MeV}$$

und

$$H^2 + H^2 \rightarrow He^3 + n^1 + 3{,}31\ \mathrm{MeV}.$$

Die letztere Reaktion bildet, wie wir schon erwähnt haben, eine recht ergiebige Neutronenquelle, die mit mäßigen Mitteln herstellbar ist.

Im Wirkungsquerschnitt unterscheiden sich beide Reaktionen nur um wenige Prozent. Sein Verlauf für die erste Reaktion ist in den Abb. 51 und 52

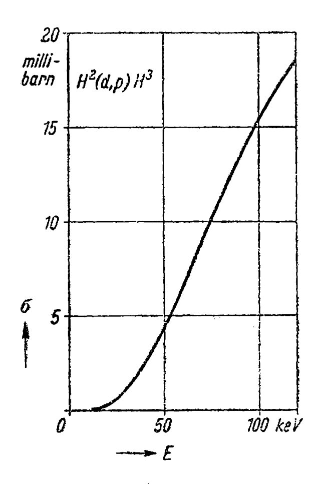


Abb. 51. Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $H^2(d, p)H^3$ für kleine Energien.

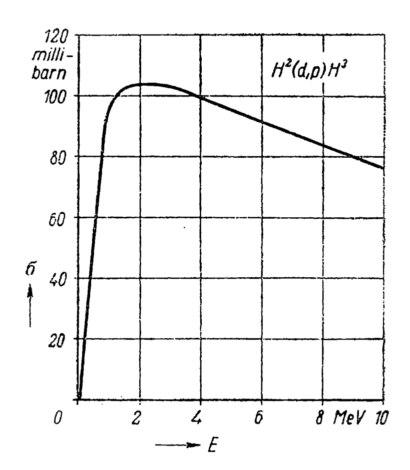


Abb. 52. Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $H^2(d, p)H^3$ für Energien bis zu 10 MeV.

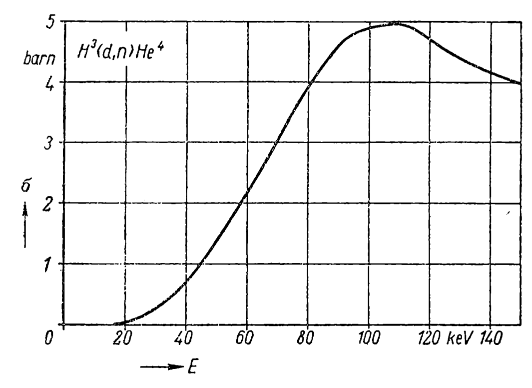
dargestellt. Es besteht begründete Hoffnung, daß es mit der Zeit gelingen wird, durch Ausnützung dieser Reaktionen sogenannte Fusionsreaktoren zu bauen, das heißt Vorrichtungen, mit deren Hilfe es möglich ist, in einer Anlage mit steuerbarer Leistung aus der Verschmelzung von leichten Kernen Energie zu gewinnen. Immerhin sind die auf dem Wege zu diesem Ziel noch zu überwindenden Schwierigkeiten ungeheuer groß, denn eine mittlere Energie von 100 keV entspricht einer Temperatur in der Größenordnung von einer Milliarde Grad. In einem derartigen Fusionsreaktor würde das gebildete H^3 und He^3 sofort mit dem vorhandenen H^2 weiterreagieren gemäß den Reaktionen

$$H^2 + H^3 \rightarrow He^4 + n^1 + 17{,}7\ \mathrm{MeV}$$

und

$$H^2 + He^3 \rightarrow He^4 + H^1 + 18{,}5\ \mathrm{MeV}.$$

Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die erste Reaktion, die auch für den Bau kleinerer Neutronenquellen von Bedeutung ist (§ 18), ist in den Abb. 53 und 54 dargestellt. Man sieht, daß er bei 109 keV ein Maximum hat.



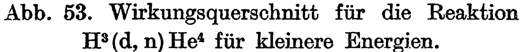


Abb. 53. Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $H^3(d, n)He^4$ für kleinere Energien.

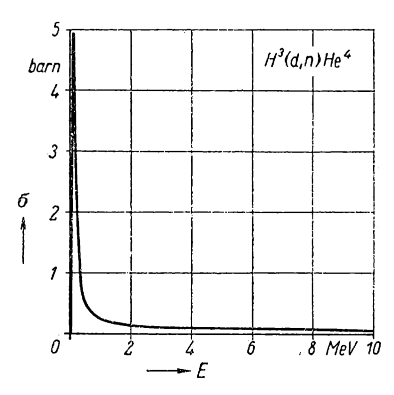


Abb. 54. Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $H^3(d, n)He^4$ für Energien bis zu 10 MeV.

Die angegebenen Fusionsreaktionen lassen sich im Prinzip ohne Teilchenbeschleuniger durch extrem hohe Temperaturen einleiten.

Daneben gibt es auch eine sogenannte „kalte" Fusion. Auch hier tritt ein $H^2 + H^2$-Prozeß auf, der aber durch einen ganz anderen Mechanismus ausgelöst wird. Die Lebensdauer der sogenannten μ-Mesonen (s. § 24) ist so lang, daß sie gewöhnlich Elektronen aus den Atomhüllen verdrängen und sich an ihren Platz setzen können. Weil ihre Masse sehr viel größer ist als die eines Elektrons, müssen nach den bekannten Quantenbedingungen[1]) ihre „Bahnen" oder, besser gesagt, die räumliche Ausdehnung der durch sie gebildeten negativen Ladungswolken sehr viel kleiner sein als bei Elektronen. Dadurch wird aber auch das Wasserstoffmolekül um diesen Faktor kleiner und die beiden Deuteronen im Molekül des schweren Wasserstoffs kommen sich so nahe, daß sie innerhalb von rund 10^{-6} sec miteinander reagieren. Nach der Reaktion sind die aus den beiden Deuteronen neugebildeten Kerne regelmäßig ionisiert. Das μ-Meson ist dabei wieder frei geworden und kann innerhalb seiner Lebensdauer den gleichen Prozeß oft zwei- oder dreimal auslösen. Für die Erzeugung der μ-Mesonen muß aber unter allen Umständen um viele Größenordnungen mehr Energie aufgewendet werden, als mit ihrer Hilfe aus Deuterium durch die genannten Prozesse wieder gewonnen werden kann. Es läßt sich also keine praktisch verwertbare Methode der Energiegewinnung auf diesen Effekt gründen. Dies

[1]) Der Bahndrehimpuls auf der ersten *Bohr*schen Bahn muß $h/2\pi$ sein. Der Durchmesser der ersten *Bohr*schen Bahn eines Wasserstoffatoms ist dann $5{,}29 \times 10^{-9}$ cm. Setzt man statt m_e die 207mal größere Masse m_μ des μ-Mesons ein, so wird der Durchmesser der „Bahn" um diesen Faktor kleiner, also $2{,}56 \times 10^{-11}$ cm.

wäre anders, wenn es negativ geladene Elementarteilchen mit hinreichend großer Masse und wesentlich längerer mittlerer Lebensdauer gäbe, als der der μ-Mesonen, der längstlebigen bekannten Mesonen.

Ein angeregter Kern wird manchmal auch gebildet, ohne daß sich das aufgeschossene Teilchen und der getroffene Kern vereinigen oder Nukleonen austauschen, und zwar einfach durch die Einwirkung des *Coulomb*-Feldes des am Kern vorbeifliegenden geladenen Teilchens. Man nennt diese Art von Energieübergängen, die praktisch eine unelastische Streuung ohne Bildung eines Zwischenkerns darstellt, *Coulomb*-Anregung. Solche *Coulomb*-Anregungen wurden vor allem beim Beschuß schwerer Kerne mit Alphateilchen von so geringer Energie beobachtet, daß ein Eindringen des Alphateilchens in den Kern praktisch nicht möglich war. Bei diesem Prozeß treten insbesondere sogenannte kollektive Anregungen auf, das heißt Anregungen, bei denen nicht einzelne Nukleonen im Kern in höhere Energiezustände gehoben werden, sondern bei denen der gesamten Kernmaterie eine kollektive Bewegung aufgezwungen wird. Wir werden bei Besprechung der Kernmodelle in § 26 noch einmal darauf zurückkommen.

§ 21. *Kernumwandlungen durch Photonen*

Im wesentlichen war bisher von solchen Kernreaktionen die Rede, die durch andere Nukleonen oder Kerne ausgelöst werden. Ein weiteres wirksames Geschoß zur Einleitung von Kernprozessen sind die Gammaquanten oder Photonen. Bei mäßiger Energie des Gammaquants wird häufig, nicht immer, ein Zwischenkern gebildet, der auf die oben beschriebenen Arten weiter zerfallen kann. Bei höherer Energie überwiegt die direkte Wechselwirkung mit einzelnen Nukleonen. Oberhalb von 30 MeV kommt fast ausschließlich diese letztere vor. Solange ein Zwischenkern gebildet wird, überwiegt die Reaktion (γ, n) bei weitem. Bei direkter Wechselwirkung ist (γ, p) ungefähr ebenso häufig. Alle (γ, n)-Reaktionen haben eine scharf definierte Einsatzenergie, die gerade der Bindungsenergie des letzten Neutrons im getroffenen Kern entspricht. Diese Energie liegt bei den meisten Kernen zwischen 6 und 11 MeV, bei den schweren Kernen im Durchschnitt etwas niedriger als bei den leichten. Die Bestimmung des Schwellenwerts für eine (γ, n)-Reaktion ist die zuverlässigste Methode, die Bindungsenergie eines Neutrons experimentell zu ermitteln. Die Wirkungsquerschnitte für (γ, n)-Reaktionen nehmen oberhalb des Schwellenwerts rasch zu und erreichen etwa 6 MeV darüber ein Maximum, hinter dem sie im allgemeinen wieder beträchtlich abfallen, weil jetzt konkurrierende Prozesse auftreten, insbesondere der Prozeß $(\gamma, 2n)$. Hinreichend weit oberhalb der Schwelle sind die Wirkungsquerschnitte für (γ, n)-Reaktionen ungefähr proportional der Ladung Z des getroffenen Kerns. Für 17 MeV gilt

$$\sigma(\gamma, n) \sim 2{,}4\, Z \cdot 10^{-27}\ \mathrm{cm}^2.$$

Für sehr hohe Energien (330 MeV) wurde Proportionalität mit $Z^{1,7}$ gefunden.

Für (γ, p)-Reaktionen ist oberhalb von 40 MeV in einem ziemlich weiten Bereich, wo praktisch nur noch direkte Wechselwirkungen auftreten, σ (γ, p) ungefähr proportional Z.

Die einzigen (γ, n)-Prozesse, deren Einsatzenergie schon wesentlich unter 6 MeV liegt, sind $H^2(\gamma, n)H^1$ und $Be^9(\gamma, n)Be^8$. Im ersten Fall ist die Einsatzenergie 2,2 MeV, im zweiten 1,6 MeV. Diese beiden Reaktionen sind die einzigen, die schon mit der Gammastrahlung aus radioaktiven Substanzen, insbesondere auch aus natürlichen radioaktiven Substanzen, ausgelöst werden können. Die Photospaltung des Deuterons ist mit der härtesten Komponente der Gammastrahlung von Radium C′ (2,2 MeV) gerade nicht mehr möglich, wohl dagegen mit der von Thorium C′ (2,6 MeV).

Die Feststellung, ob in schwerem Wasser Neutronen erzeugt werden, die zum Beispiel durch Aktivierung einer Indiumfolie erfolgen kann, ist ein besonders bequemes Mittel, um im Laboratorium schnell zu entscheiden, ob in einem Radiumpräparat das dem Radium isotope Mesothorium (= Radium 228) enthalten ist[1]). Gammastrahler verschiedenster Art bilden zusammen mit D_2O oder Be im Laboratorium viel verwendete Photoneutronenquellen, wie schon in § 18 erwähnt wurde. Die folgende Tabelle führt einige der wichtigsten dieser Photoneutronenquellen auf. Gleichzeitig ist die Energie der wirksamen Gammastrahlen und die Energie der erzeugten Photoneutronen angegeben. Man sieht, daß die Neutronenenergie regelmäßig unter 1 MeV bleibt. Das völlige Fehlen schneller Neutronen macht diese Photoneutronenquellen für viele experimentelle Zwecke unentbehrlich.

Photoneutronenquellen

Strahler	Halbwertszeit	E_γ (MeV)	E_n (MeV)		Ausbeute in 10^5 Neutronen pro Curie · sec · cm Kugelschale	
			D_2O	Be	D_2O	Be
Na^{24}	14,8 h	2,76	0,22	0,83	38	30
Y^{88}	87 d	1,9	—	0,158	—	23
In^{116}	54 m	1,8; 2,1	—	0,30	—	1,9
Sb^{124}	60 d	1,7	—	0,024	—	44
La^{140}	40 d	2,5	0,15	0,62	1,1	0,7
MsTh (= Ra^{228})[2])	6,7 a	1,80; 2,62	0,20	0,83	13,2	8
Ra^{226} [2])	1620 a	1,75; 2,09; 2,20; (2,42)	0,12	0,60 u.a.m.	0,14	7

[1]) Radium C′ sendet auch noch eine sehr schwache Komponente einer Gammastrahlung von 2,42 MeV aus, die imstande ist, Deuteronen zu spalten. Ihr geringer Anteil läßt sich ohne weiteres in Rechnung stellen, wenn man feststellen will, wieviel Mesothorium ein Radiumpräparat beigemischt enthält.

[2]) Mit Folgeprodukten.

In der letzten Spalte ist die Zahl der Neutronen angegeben, die pro Sekunde und Curie in einer 1 cm dicken Kugelschale von Beryllium, beziehungsweise D_2O erzeugt wird, die die Quelle vollständig umschließt. Man beachte, daß der Radius dieser Kugelschale dabei nicht eingeht, sondern nur ihre Dicke. Als Dichte wurde für schweres Wasser 1,11, für Berylliummetall 1,89 angenommen.

Die Wirkungsquerschnitte für (γ, α)-Prozesse sind regelmäßig sehr viel kleiner als die für (γ, n)- oder (γ, p)-Prozesse. So hat zum Beispiel der Prozeß $O^{16}(\gamma, \alpha)C^{12}$ bei einer Gammaenergie von 17,6 MeV einen Wirkungsquerschnitt von 0,18 Millibarn, obwohl hier die Reaktionsenergie nur —7,2 MeV ist, so daß für die Emission des Alphateilchens noch etwa 10 MeV zur Verfügung stehen. Der kleine Wirkungsquerschnitt kommt daher, daß die Aussendung eines Alphateilchens auch bei leichten Kernen und einem so starken Energieüberschuß noch ein relativ langsamer Prozeß im Vergleich zur Aussendung eines Neutrons, Protons oder Gammaquants ist. Er läuft wohl regelmäßig über einen Zwischenkern.

Auch durch Aufprall schneller Elektronen können Kernumwandlungen eingeleitet werden. Die Reaktionen sind ganz analog den durch Gammaquanten eingeleiteten, jedoch liegen die Wirkungsquerschnitte um gut zwei Zehnerpotenzen niedriger.

Reicht die Energie des aufgeschossenen Gammaquants aus, um mehrere Nukleonen aus einem Kern zu lösen, so werden auch diese Mehrfachprozesse mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auftreten. Genau gemessen sind zum Beispiel die Schwellenwerte für alle möglichen Reaktionen, die bei Bestrahlung von C^{12} mit Gammaquanten auftreten können. Das Ergebnis zeigt die folgende Tabelle. Bemerkenswert ist, daß ein Prozeß (γ, α), für den die Reaktionsenergie nur 7,4 MeV wäre, nicht beobachtet wurde, das heißt, daß sein Wirkungsquerschnitt sehr klein ist im Vergleich zu denen der mit ihm konkurrierenden Reaktionen.

Schwellenwerte für $C^{12}(\gamma)$-Prozesse

Reaktion	Schwellenwert
$C^{12}(\gamma, p)B^{11}$	15,9 MeV
$C^{12}(\gamma, n)C^{11}$	18,6 MeV
$C^{12}(\gamma, 2p)Be^{10}$	27,0 MeV
$C^{12}(\gamma, p+n)B^{10}$	27,2 MeV
$C^{12}(\gamma, 2n)C^{10}$	32,3 MeV
$C^{12}(\gamma, 2p+n)Be^{9}$	33,6 MeV
$C^{12}(\gamma, 2p+2n)\,2\,He^{4}$.	35,4 MeV

Mit Gammastrahlen von einer Energie mit nur wenig über 1 MeV lassen sich schon isomere Kerne erzeugen. Dabei ist die Einsatzenergie allerdings regelmäßig ein Mehrfaches von der Energie, die bei der Rückverwandlung des Isomers in den Grundzustand abgestrahlt wird. Dies kommt daher, daß der Übergang vom Isomer zum Grundzustand ja regelmäßig hoch verboten ist. Der Unterschied im Spin zwischen den beiden Zuständen ist im allgemeinen etwa 4. Dementsprechend ist auch

der direkte umgekehrte Übergang äußerst unwahrscheinlich. Durch Absorption von Gammaquanten kommen im wesentlichen E 1-Übergänge zustande, also Übergänge zwischen Zuständen, die sich im Spin um eins unterscheiden und verschiedene Parität haben (s. § 13). Von einem so erreichten Zustand ist immer die Rückumwandlung in den Ausgangszustand der wahrscheinlichste Prozeß. Um einen isomeren Zustand mit merklicher Wahrscheinlichkeit anzuregen, ist es nun notwendig, daß zwischen dem durch die Absorption des Gammaquants erreichten Zustand und dem isomeren Zustand noch weitere Zustände liegen, die vom oberen Zustand mit einer Wahrscheinlichkeit erreicht werden können, die nicht viel kleiner ist als für den Übergang in den Grundzustand, und von denen aus wieder der isomere Zustand mit mindestens ähnlicher Wahrscheinlichkeit wie der Grundzustand erreicht werden kann. Obwohl die Anregungsenergie des isomeren Kerns gegenüber dem Grundzustand gewöhnlich nur bei wenigen hunderttausend Elektronvolt liegt, ist daher regelmäßig eine Quantenenergie von mehr als 1 MeV nötig, um das Isomer aus dem Grundzustand zu erzeugen.

§ 22. *Kernspaltung*

Bestrahlt man das schwerste Element, Uran, mit langsamen Neutronen, so erhält man eine große Zahl verschiedener radioaktiver Stoffe, die alle Betastrahler sind. Im allgemeinen sind diese Substanzen keine Isotope des Urans, sondern gehören vielen verschiedenen Elementen an. Schon bei den ersten Untersuchungen, die *Fermi* und seine Mitarbeiter 1934 über die Umwandlungen von Kernen durch Neutronen anstellten, war die überraschende Fülle der aus Uran entstehenden radioaktiven Produkte aufgefallen. Man nahm damals an, daß sich primär, wie bei allen andern Umwandlungen durch langsame Neutronen, Isotope des bestrahlten Elements, also des Urans bildeten, die durch Betastrahlung in weitere radioaktive Kerne übergingen. Um die Erscheinungen zu erklären, mußte man etwa sechs neue Elemente annehmen, deren Ordnungszahl höher lag als die des Urans, es sollte sich also eine Reihe von „Transuranen" bilden. Die Annahme führte jedoch zu verschiedenen Schwierigkeiten. In den neuen radioaktiven Reihen traten nie Alphastrahler auf, wie in den natürlichen radioaktiven Reihen in der gleichen Gegend des periodischen Systems, und unter den Umwandlungsprodukten des Urans wurden Elemente gefunden, die man nicht unter die Transurane einordnen konnte, zum Beispiel eines, das sich chemisch ähnlich wie Radium verhielt, und ein anderes, das offenbar eine seltene Erde war. Je genauer man die Sache untersuchte, desto verwickelter und widerspruchsvoller erschien sie.

Schließlich gelang es Anfang 1939 zwei deutschen Forschern, *Hahn* und *Straßmann*, die Sache in überraschender Weise aufzuklären. Ihre sehr mühevollen und äußerst sorgfältig durchgeführten analytisch-chemischen Untersuchungen an den Folgeprodukten des mit Neutronen bestrahlten Urans ergaben, daß die neuentstandenen Substanzen — zumindest ein Teil von ihnen — überhaupt nicht Elementen zuzu-

ordnen sind, deren Kernladungen der des Urans ähnlich sind, was man bis dahin als selbstverständlich annahm, sondern daß es sich bei ihnen um Elemente handelt, die etwa in der Mitte des periodischen Systems stehen. Insbesondere erwies sich das vermeintliche Radiumisotop als ein Isotop des Elements Barium. Daraus zogen *Hahn* und *Straßmann* den richtigen Schluß, daß beim Zusammenstoß von Uran mit langsamen Neutronen ein ganz neuartiger Kernprozeß auftrat, den sie mit Kernspaltung bezeichneten. Die vom Neutron getroffenen Urankerne teilen sich offenbar in Teile von ungefähr gleicher Masse. Diese beiden Teile, die ja stark elektrisch geladen sind, müssen, wegen der elektrostatischen Abstoßung, mit außerordentlich großer Geschwindigkeit auseinanderfliegen. Dieser Effekt, der, wenn man nach ihm sucht, leicht zu beobachten ist, wurde sofort von mehreren Seiten unabhängig voneinander bestätigt, nämlich in Kopenhagen, Paris, Washington, Baltimore und Wien. Die bei einer Spaltung frei werdende Energie ergab sich zu etwa 170 MeV.

Unmittelbar nach der Spaltung ist der neue Kern gewöhnlich noch nicht in seinem Grundzustand, sondern er ist meistens hoch angeregt. Aus diesem angeregten Zustand strahlt er normalerweise ein oder zwei Neutronen aus, eine Erscheinung, die wir ja schon von anderen Zwischenkernen her kennen. Es zeigte sich, daß bei einem Spaltungsprozeß im Durchschnitt zwei bis drei Neutronen gebildet werden. Dies haben *Joliot*, *v. Halban* und *Kowarski* gefunden. Die Zahl der sekundär gebildeten Neutronen ist erheblich von der Art des gespaltenen Kerns und von der Energie des aufgeschossenen Teilchens abhängig.

Durch die Spaltung eines schweren Atomkerns, die durch ein Neutron eingeleitet wird, werden also mehrere neue Neutronen erzeugt. Es findet eine Neutronenvermehrung statt. Das führt zu einer Folgerung von ungeheurer Tragweite. Sobald es gelingt, die Spaltungsvorgänge so zu leiten, daß von den sekundär erzeugten Neutronen im Durchschnitt mindestens eines pro Spaltung wieder einen weiteren gleichartigen Spaltungsvorgang auslöst, läuft der ganze Mechanismus als sogenannte Kettenreaktion von selbst weiter. Jedes Glied der Reaktionskette ist wieder Ursache für das nächste Glied. Ein Apparat, der diese Bedingung erfüllt, wird also so lange Neutronen und Energie erzeugen, bis die spaltfähige Substanz in ihm aufgebraucht ist, oder bis die Bedingungen für die Spaltung durch irgendwelche anderen Vorgänge so ungünstig geworden sind, daß die Reaktionsketten abreißen. Da die Energieproduktion pro Atom rund 200 Millionen Elektronvolt ist, gegenüber höchstens 10 Elektronvolt bei chemischen Prozessen, folgt ohne weiteres, daß in einer nach diesem Prinzip laufenden Anlage um mehrere Millionen mal mehr Energie erzeugt wird als in einem Apparat, in dem die gleiche Substanzmenge chemisch umgesetzt wird. Wir werden den Aufbau derartiger Anlagen im Abschnitt VII näher behandeln.

Außer durch Neutronen kann ein hinreichend schwerer Kern auch durch andere energiereiche Teilchen gespalten werden, insbesondere durch Protonen, Deuteronen, Alphateilchen und Gammaquanten.

Bemerkenswert ist die zuerst von *Petrjak* und *Flerov* bei Uran gemachte Beobachtung, daß auch spontane Spaltungen vorkommen. Beim Uran ist die Wahrscheinlichkeit für spontane Spaltung noch sehr klein. Auf zwei Millionen Alphazerfälle trifft nur ein Spaltprozeß. Bei den Transuranen wächst jedoch die Zerfallskonstante für spontane Spaltung mit zunehmender Kernladung rasch an, wie wir gleich noch näher ausführen.

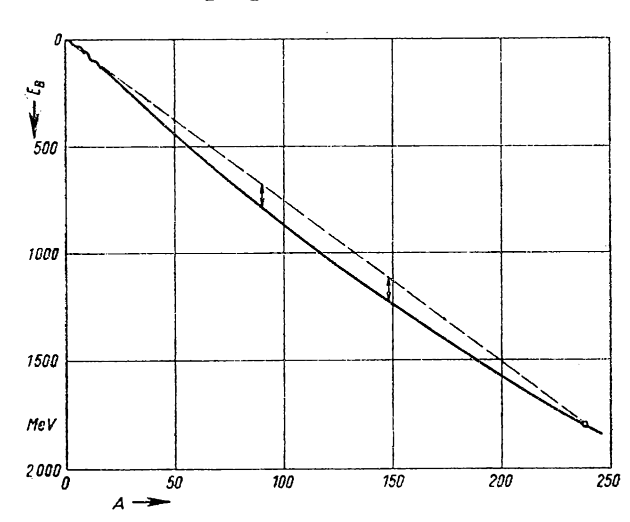


Abb. 55. Abhängigkeit der Bindungsenergie eines Kerns von seiner Massenzahl.

Daß durch Spaltung schwerer Kerne hohe Energiebeträge gewonnen werden können, sieht man am besten aus einer Kurve, die die gesamte Bindungsenergie B eines Kerns in Abhängigkeit von seiner Massenzahl darstellt (Abb. 55). Ihre negativen Ordinatenwerte ergeben sich, indem man von der Masse m_K des stabilsten (stabil gegenüber Betazerfall) Vertreters der betreffenden Massenzahl, die Massen der entsprechenden Anzahl freier Protonen und Neutronen abzieht und das zugehörige Energieäquivalent bildet also

$$B = c^2 (m_K - Zm_p - Nm_n)$$

Diese Bindungsenergie setzt sich im wesentlichen aus zwei Anteilen zusammen (vergleiche auch S. 176). Ein Anteil kommt von den Anziehungskräften, die zwischen den einzelnen Nukleonen im Kern wirksam sind. Diese Kernkräfte sind Nahwirkungskräfte mit einer Reichweite in der Größenordnung 10^{-13} cm. Sie wirken nur auf die unmittelbaren Nachbarn des betreffenden Nukleons. Der von ihnen verursachte Anteil an der potentiellen Energie eines Kerns ist daher proportional der Zahl der Nukleonen in ihm. Daneben üben die Protonen elektrostatische Abstoßungskräfte aufeinander aus. Diese haben eine große Reichweite. Es wirken also alle Protonen im Kern auf alle anderen. Der durch sie bewirkte Anteil an der potentiellen Energie geht daher proportional dem Quadrat der Protonenzahl und setzt den Absolutwert der gesamten Bindungsenergie herab. Teilt man einen Kern mit der Masse 238 in zwei Teile, mit den Massen 90 und 148, so werden dabei die in der Abbildung durch Pfeile angedeuteten Energiebeträge freigesetzt. Allerdings wird nicht der volle Betrag unmittelbar bei der Spaltung frei, denn die entstehenden Spaltprodukte sind

regelmäßig nicht die stabilsten Vertreter ihrer Massenzahl, sie gehen erst durch mehrere Betaprozesse in diese über. 15 bis 20% der gesamten frei werdenden Energie entstehen erst bei diesen Betaumwandlungen. Für die Massenzahl 238 werden rund 200 MeV frei. Für nur wenig kleinere Massenzahlen sinkt der Betrag schnell ab. Schon bei $A = 200$ sind es nur noch 150 MeV. Für größere Massenzahlen nimmt der Betrag rasch zu.

Es liegt nahe zu fragen, warum die spontane Spaltung, bei der ungewöhnlich hohe Energiebeträge freigesetzt werden, doch ein sehr unwahrscheinlicher Vorgang ist, also ein Vorgang mit einer äußerst kleinen Zerfallskonstante. Um den Grund dafür einzusehen, betrachten wir einmal die zeitlich aufeinanderfolgenden Deformationszustände eines spaltenden Kerns in Abb. 56. Der erste, etwa kugelförmige Kern (a) wird sich verlängern (b), einschnüren (c), abschnüren (d), und schließlich fliegen zwei neue Kerne auseinander (e). Abb. 56 zeigt schematisch die potentielle Energie, die zu dieser Zustandsfolge gehört, in Abhängigkeit von einem Parameter r, der bei den getrennten Kernen einfach den Abstand ihrer Ladungsschwerpunkte darstellt, vorher grob durch den Abstand der in den Abbildungen eingezeichneten Punkte gegeben ist. Man sieht, daß außer bei ganz hohem Z zunächst für die beginnende Deformation Energie aufgewendet werden muß. Bei nicht allzu hoher Kernladung wird etwa für die Form (c) der höchste Energiebetrag benötigt. Bei weiter fortschreitender Teilung wird wieder Energie gewonnen. Für leichte Kerne ($Z \sim 30$) ist eine Spaltung unter Energiegewinn überhaupt nicht möglich. Hier ist der Energieinhalt der beiden Teilstücke größer als der des ungeteilten Kerns.

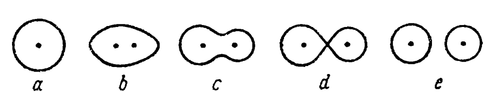


Abb. 56. Aufeinanderfolgende Deformationszustände eines Kerns während der Spaltung.

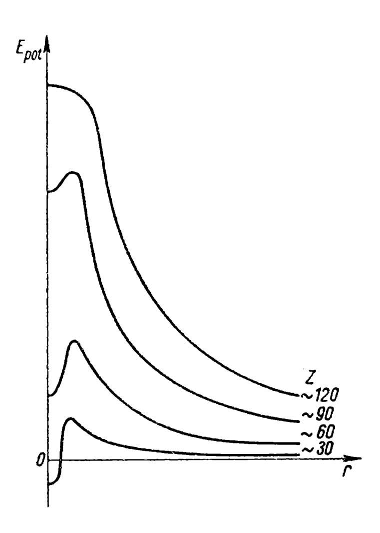


Abb. 57. Potentielle Energie während des Spaltungsvorgangs als Funktion des Abstandes r der Schwerpunkte der beiden Spaltstücke (schematisch). Kernladung Z als Parameter.

Bei entsprechend hoher Anregungsenergie sind auch verhältnismäßig leichte Kerne zu spalten, obwohl hier der Prozeß im Gegensatz zu dem bei schweren Kernen endotherm ist. Derartige Versuche sind mit extrem schnellen Protonen aus einem Synchro-Zyklotron an einer Reihe von leichten Kernen ausgeführt worden. Dabei zeigte sich zum Beispiel, daß bei der Beschießung von Kupfer mit schnellen Protonen das radioaktive Chlorisotop Cl^{38} entsteht. Würde dieses Isotop aus dem Kupfer durch Kernzersplitterung gebildet, also durch Abdampfung vieler kleiner Kernbestandteile, so wäre der Prozeß, der am wenigsten Energie benötigt, Cu^{63} (p, p + n + 6α). Die

Energietönung hierfür wäre, wie sich aus den exakten Kernmassen ausrechnen läßt, 110 MeV. Tatsächlich beginnt der Prozeß aber schon bei einer Protonenenergie zwischen 50 und 60 MeV. Es kann also keine Zersplitterung sein, sondern es kann sich nur um wenige große Bruchstücke handeln. Der berechnete Schwellenwert für die Reaktion

$$Cu^{65} + p \rightarrow Cl^{38} + Al^{27} + n$$

ist tatsächlich rund 50 MeV, was mit den experimentellen Ergebnissen gut übereinstimmt.

Für mittlere Kerne ($Z \sim 60$) wäre bereits eine spontane Spaltung energetisch möglich, wird aber durch eine hohe Potentialschwelle so stark behindert, daß keine beobachtbare Zerfallswahrscheinlichkeit herauskommt. Für schwere Kerne ($Z \sim 90$) besteht zwar immer noch eine solche Potentialschwelle, sie ist aber niedriger als für Kerne mit mittlerer Masse und kann schon mit beobachtbarer Wahrscheinlichkeit durchdrungen werden. Geht man noch höher, so nimmt die Höhe dieser Potentialschwelle rasch ab, etwa für $Z \sim 120$ sollte sie ganz verschwinden. Kerne mit dieser Ladung müßten ohne Verzögerung auseinanderplatzen. Sie wären also völlig instabil.

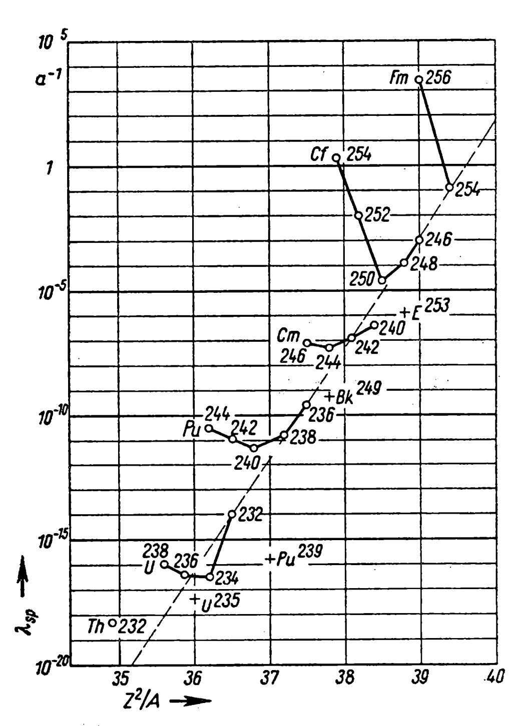


Abb. 58. Zerfallskonstante für spontane Spaltung in Abhängigkeit von Z^2/A. Die gestrichelte Linie entspricht der Gleichung (1).

Schon sehr bald nach der Entdeckung der Kernspaltung haben *Bohr* und *Wheeler* diese Verhältnisse quantitativ durchgerechnet und gefunden, daß der Logarithmus der Spaltwahrscheinlichkeit eine lineare Funktion von Z^2/A sein sollte, gemäß der Formel

$$\log \lambda_{sp} = C_1 \cdot Z^2/A - C_2.$$

Die experimentell beobachteten Werte werden am besten wiedergegeben, wenn man für die Konstanten die folgenden Werte einsetzt: $C_1 = 178{,}3$, $C_2 = 4{,}5$, wobei der dekadische Logarithmus zu nehmen ist und λ_{sp} in reziproken Jahren ausgedrückt wird. Die Gleichung heißt dann

$$\log^{10} (\lambda_{sp} \cdot 1\,a) \sim 178{,}3\; Z^2/A - 4{,}5. \quad (1)$$

Diese Abhängigkeit ist durch die gestrichelte Gerade in Abb. 58 wiedergegeben. Gleichzeitig sind die experimentell gemessenen Werte für die heute bekannten Kerne eingezeichnet, an denen spontane Spaltung beobachtet worden

ist. Man sieht, daß die Übereinstimmung mit der Formel nicht sehr gut ist. Die schweren Isotope eines jeden Elements spalten erheblich leichter, als nach der Formel zu erwarten wäre. Die ungeraden Kerne spalten wesentlich schwerer. Daß die Formel nur eine sehr grobe Näherung ist, kommt daher, daß die *Bohr-Wheeler*sche Theorie mit kugelsymmetrischen Kernen von konstanter Dichte rechnet, zwei Annahmen, die nur sehr ungenau erfüllt sind.

Sobald man einem spaltbaren Kern Energie zuführt, steigt die Umwandlungskonstante λ_{sp} für die Spaltung stark an. Trotzdem beobachtet man zunächst überhaupt keine Spaltung mehr. Der Grund ist einfach einzusehen. Aus dem Grundzustand heraus ist die Spaltung nicht in Konkurrenz mit sehr schnell ablaufenden anderen Prozessen, sondern im Fall des Uran 238 nur mit dem ebenfalls sehr langsamen Alphaprozeß. Aus jedem der angeregten Zustände ist aber, wie wir schon gesehen haben, Gammaemission möglich. Die Wahrscheinlichkeit dafür liegt in der Größenordnung 10^{12}/sec. Mit diesem Prozeß muß die Spaltung des angeregten Kerns konkurrenzfähig sein, damit sie realisiert werden kann. Nehmen wir als Beispiel den Kern Uran 238. In seinem Grundzustand ist $\lambda_{sp} \sim 2 \cdot 10^{-24}$/sec, also um rund 36 Zehnerpotenzen kleiner als λ_γ für einen angeregten Zustand. Selbst wenn die Anregungsenergie so groß ist, daß λ_{sp} gegenüber dem Grundzustand um über 20 Zehnerpotenzen zugenommen hat, ist die Spaltung noch völlig unbeobachtbar, weil alle angeregten Kerne durch Gammastrahlung schon wieder in den Grundzustand zurückgefallen sind, bevor sie Gelegenheit zur Spaltung hatten. Erst wenn die Anregung so hoch ist, daß λ_{sp} in eine ähnliche Größenordnung kommt wie λ_γ, wird die Spaltung aus dem angeregten Zustand beobachtbar. Bei U^{238} ist die Höhe der Potentialschwelle für die Spaltung 7 MeV. In diesem Energieintervall von 7 MeV nimmt die Spaltwahrscheinlichkeit um etwa 36 Zehnerpotenzen zu. Im Mittel erhöhen also 0,2 MeV zusätzliche Anregungsenergie die Spaltwahrscheinlichkeit um eine Zehnerpotenz. Betrachtet man die Kurve für den Wirkungsquerschnitt der durch Neutronen an Thorium 232 oder Uran 238 ausgelösten Spaltung in Abhängigkeit von der Einfallsenergie der Neutronen (Abb. 59), so hat man den Eindruck, es gäbe für die zur Spaltung notwendige Anregungsenergie einen ziemlich scharf definierten Schwellenwert.

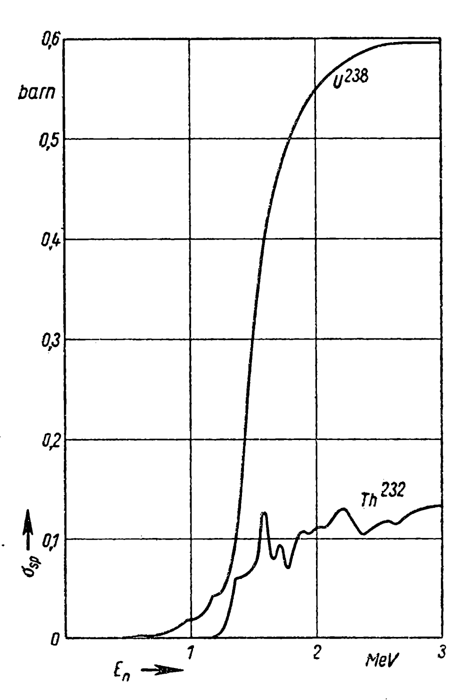


Abb. 59. Abhängigkeit des Spaltquerschnitts von Th^{232} und U^{238} von der Einfallsenergie der Neutronen.

Tatsächlich ist die Spaltung aber auch bei niedriger Anregungsenergie schon möglich, nur ist der zugehörige Wirkungsquerschnitt extrem klein.

Erfolgt die Spaltung aus einem angeregten Zustand, so muß zunächst der angeregte Zwischenkern gebildet werden. Dies kann auf alle die Weisen geschehen, durch die auch sonst ein angeregter Zwischenkern gebildet wird, also insbesondere durch Einschießen von Neutronen, Protonen, Deuteronen, Alphateilchen und Gammaquanten. Wegen der großen praktischen Bedeutung sind die Verhältnisse beim Einschuß von Neutronen am genauesten untersucht. Wir wollen daher im folgenden die durch Neutronen ausgelösten Spaltungen etwas näher betrachten.

Der durch das Einschießen eines Neutrons gebildete Zwischenkern hat eine Anregungsenergie E_a, die gleich der Bindungsenergie B_n des letzten Neutrons an diesen Zwischenkern plus der kinetischen Energie E_k ist, die das Neutron mitgebracht hat, also $E_a = B_n + E_k$. Ist diese Energie größer als die Höhe des Potentialwalles E_p, der bei der Spaltung überwunden werden muß, so wird die Spaltung mit großer Wahrscheinlichkeit eintreten. Der Schwellenwert für die Spaltungsreaktion durch Neutronen ist also gegeben durch $E_s = E_p - B_n$. Wird dieser Ausdruck negativ, das heißt ist $B_n > E_p$, so ist eine Spaltung schon mit thermischen Neutronen möglich.

Nun ist die Bindungsenergie des letzten Neutrons in einem Kern mit gerader Neutronenzahl im Durchschnitt um 2 MeV größer als in einem Kern mit ungerader Neutronenzahl. Wenn die Reaktion also über einen Zwischenkern mit gerader Neutronenzahl läuft, so ist der Schwellenwert für die Spaltung um durchschnittlich 2 MeV niedriger, als wenn sie über einen solchen mit ungerader Neutronenzahl geht. Bei einem Element mit geradem Z, wie Uran und Plutonium, sind daher die Isotope mit ungeradem N, die nach Einfang eines Neutrons einen Zwischenkern mit gerader Neutronenzahl ergeben, durch Neutronenbeschuß leichter zu spalten als die anderen. In diesen Fällen tritt die Spaltung schon bei Einschießen thermischer Neutronen auf. Die geradzahligen Isotope dieser Elemente sind dagegen fast alle mit thermischen Neutronen noch nicht merklich spaltbar. Bei den Elementen mit ungeradem Z ist es gerade umgekehrt.

In den leichtesten, also neutronenarmen Isotopen eines Elements sind die Neutronen stärker gebunden als in den schweren, B_n ist für sie also größer. Dies führt dazu, daß die leichten Isotope mit Neutronen leichter zu spalten sind als die schweren. Bei dieser Betrachtung haben wir so getan, als hätte die Höhe des Potentialwalls E_p für alle Isotope eines Elements den gleichen Wert. Dies ist natürlich nur in sehr grober Annäherung der Fall. Außerdem spielt auch die exakte Lage der individuellen Energiezustände in den Kernen eine gewisse Rolle, so daß von diesen Regeln Ausnahmen vorkommen können.

Hat die Anregungsenergie des Zwischenkerns eine ähnliche Größe wie die Höhe des Potentialwalls, so wird die Umwandlungskonstante für die Spaltung λ_{sp} von gleicher Größenordnung sein wie die für die Gammastrahlung λ_γ. In diesen Fällen treten beide Effekte nebeneinander auf. Dies ist vor allem bei der Spaltung von

U^{235} und Pu^{239}, den beiden wichtigsten Reaktorbrennstoffen, der Fall. Hier führt keineswegs jedes vom spaltbaren Kern eingefangene Neutron wirklich zu einer Spaltung, sondern ein wesentlicher Prozentsatz der durch langsame Neutronen gebildeten Zwischenkerne geht durch Gammastrahlung in den Grundzustand des nächsthöheren Isotops über. Steigt die kinetische Energie der eingeschossenen Neutronen und damit die Anregungsenergie des Zwischenkerns, so nimmt die Umwandlungskonstante für die Spaltung λ_{sp} zu, während die für die Gammastrahlung λ_γ praktisch konstant bleibt. Das Verhältnis der (n, γ)-Reaktionen zu den Spaltreaktionen wird also kleiner. In der folgenden Tabelle sind für alle Kerne, an denen Spaltung mit langsamen Neutronen beobachtet worden ist, die Wirkungsquerschnitte für diese Spaltung angegeben und dazu die Wirkungsquerschnitte für den konkurrierenden Neutroneneinfangprozeß. Man sieht deutlich die eben angegebenen Regeln bestätigt. Bei Uran zum Beispiel sind unter den leichtesten Isotopen nicht nur die ungeraden, sondern auch die geraden

Spaltquerschnitte und Einfangquerschnitte für langsame Neutronen (2200 m/sec) in barn.

Z gerade				Z ungerade			
A	N	σ_{sp}	σ_γ	A	N	σ_{sp}	σ_γ
Thorium ($Z = 90$)				Protaktinium ($Z = 91$)			
227	137	~ 1500		230	139	1500	
228	138	(⩽ 0,3)	123	231	140	0,01	260
229	139	45		232	141	700	50
230	140	(⩽ 0,001)	35	233	142	(< 0,1)	66
232	142	(< 0,0002)	7,7				
233	143	(⩽ 20)	1400				
Uran ($Z = 92$)				Neptunium ($Z = 93$)			
230	138	25		234	141	~ 900	
231	139	~ 400		235	142	0,019	170
232	140	80	~ 300	236	143	1600	
233	141	533	52	237	144	(< 3)	80
234	142	(⩽ 0,65)	72				
235	143	580	107				
236	144		9				
238	146	(< 0,0005)	2,8				
239	147	12	22				
Plutonium ($Z = 94$)				Americium ($Z = 95$)			
238	144	18	430	241	146	3,2	700
239	145	750	315	242	147	3500	~ 4500
240	146	(< 40)	510	243	148	(< 25)	120
241	147	1100	380				

spaltbar, allerdings übertrifft schon bei Uran 232 der Querschnitt für die (n, γ)-Reaktion den für die Spaltung erheblich. Die ungeradzahligen Isotope sind alle mit langsamen Neutronen spaltbar, aber auch da kommt man bei 239 offensichtlich schon an die Grenze. Hier ist der Wirkungsquerschnitt für die (n, γ)-Reaktion bereits etwas größer als der für die Spaltreaktion. Bei dem Element Protaktinium mit der ungeraden Kernladungszahl $Z = 91$ sind die geradzahligen Isotope mit langsamen Neutronen leicht zu spalten. Beim ungeradzahligen Isotop 231 ist die Spaltung eben noch nachweisbar. Ihr Wirkungsquerschnitt ist aber nur noch $^1/_{26000}$ von dem Wirkungsquerschnitt für die (n, γ)-Reaktion.

Es fällt auf, daß die in der Tabelle angeführten Wirkungsquerschnitte im allgemeinen im Vergleich zu anderen Wirkungsquerschnitten für Kernreaktionen recht groß sind. Das hat den gleichen Grund wie das Auftreten der hohen Wirkungsquerschnitte bei einigen (n, α)- und (n, p)-Reaktionen bei den leichtesten Kernen (s. S. 110). Durch die neue Zerfallsmöglichkeit, dort Alpha- oder Protonenemission, hier Spaltung, ist die Lebensdauer der zugehörigen angeregten Zustände stark herabgedrückt, und damit wird die zugehörige Niveaubreite Γ, die in die Formel für die Wirkungsquerschnitte eingeht (Gl. (8), S. 108), entsprechend heraufgesetzt.

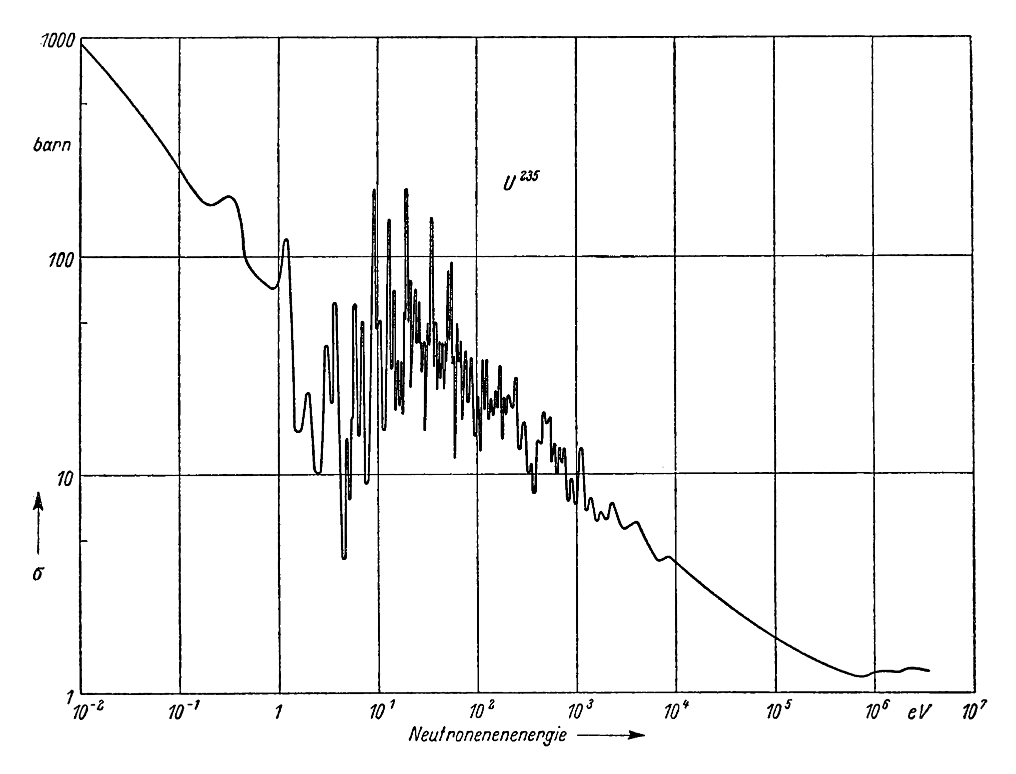


Abb. 60. Spaltungsquerschnitt für die Spaltung von U^{235} durch Neutronen.

Der Wirkungsquerschnitt für die Spaltung eines Kerns durch langsame Neutronen folgt nur noch in sehr grober Näherung einem $1/v$-Gesetz. Die dazu notwendige Voraussetzung, daß die wirksamen Resonanzstellen wesentlich weiter vom thermischen Gebiet entfernt sind als ihre Halbwertsbreiten (s. S. 110), ist in keinem Fall erfüllt. Die Resonanzstellen liegen bei diesen schweren Kernen schon sehr dicht. Der im ganzen mit der Energie abfallenden Kurve für den Wirkungsquerschnitt (Abb. 60) sind daher eine große Zahl von Resonanzstellen überlagert, die bei niedriger Energie des einfallenden Neutrons noch sehr scharf sind und erst in der Gegend von einigen tausend Elektronvolt so breit werden, daß sie ineinanderlaufen.

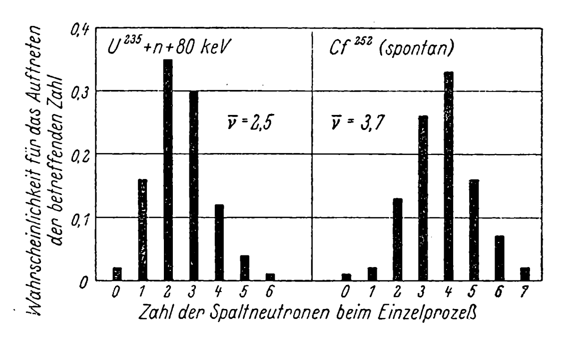


Abb. 61. Wahrscheinlichkeit für das Auftreten bestimmter Neutronenzahlen beim einzelnen Spaltprozeß für $U^{235}+n$ (80 keV) und Cf^{252}.

Die beiden durch eine Spaltung entstehenden Kerne befinden sich unmittelbar nach der Erzeugung regelmäßig noch nicht im Grundzustand, sondern sie sind verhältnismäßig hoch angeregt. Die Anregungsenergie ist von Kern zu Kern erheblich verschieden, im Durchschnitt etwa 10 bis 15 MeV pro Kern. Die neuentstandenen Spaltkerne verhalten sich daher wie alle anderen Zwischenkerne mit entsprechender Anregungsenergie und emittieren in den meisten Fällen Neutronen. Die Zahl der pro Spaltung, also von zwei Spaltkernen emittierten Neutronen, liegt im Durchschnitt je nach Art des gespaltenen Kerns und seiner Anregungsenergie zwischen 2,5 und 3. Für den einzelnen Prozeß sind Neutronenzahlen zwischen null und sieben beobachtet. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der einzelnen Zahlen bei einem bestimmten Spaltprozeß ist in Abb. 61 dargestellt. Die Energieverteilung der Spaltneutronen entspricht, genau wie die Energieverteilung der sonst von einem angeregten Kern emittierten Neutronen, angenähert einer *Maxwell*schen Verteilung. Sie ist jedoch dadurch etwas modifiziert, daß die Neutronen im allgemeinen ausgesandt werden, bevor der Spaltkern zur Ruhe gekommen ist, so daß sich dessen Geschwindigkeit vektoriell zur Neutronengeschwindigkeit aus einem ruhenden Kern addiert. Abb. 62 gibt die gemessene Energieverteilung der Spaltneutronen.

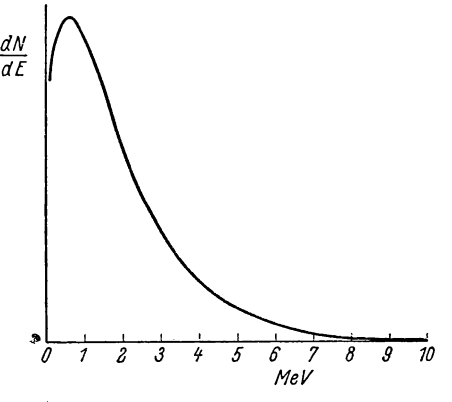


Abb. 62. Gemessene Energieverteilung der Spaltneutronen.

Die Zahl der bei einem Spaltprozeß ausgesandten Neutronen ist im wesentlichen

30 Zn, 31 Ga, 32 Ge, 33 As, 34 Se, 35 Br, 36 Kr, 37 Rb, 38 Sr, 39 Y, 40 Zr, 41 Nb, 42 Mo, 43 Te, 44 Ru, 45 Rh, 46 Pd, 47 Ag, 48 Cd, 49 Jn, 50 Sn

A	%	
70		Stabil
71		2,2m / 3h → Stabil
72	1,5.10⁻⁵	49h → 14h → Stabil
73	1,0.10⁻⁴	5h → Stabil
74		8m → Stabil
75		82m → Stabil
76		Stabil
77	8.10⁻³	52s / 12h → 39h → Stabil
78	0,02	2,1h → 90m → Stabil
79		86m → 9m → 3,9m / 65000a ↓ → Stabil
80		36s → Stabil
81	0,13	(10m) → 57m / 18m ↓ → Stabil
82	[3,5.10⁻⁵]	Stabil 36h → Stabil
83	0,6	69s / 25m → 2,3h → 1,9h / Stabil ↓
84	1,1	(n) 3,3m → 31m → Stabil
85	1,5	(0,43s) → 39s → 3m → 4,4h / 10,4a ↓ → Stabil
86	[~2,1·10⁻⁴]	17s → ℓ --n--→ Stabil 18d → Stabil
87	2,7	55,6s → 1,3h → 6.10¹⁰a → Stabil
88	3,6	15,5s –n→ 2,8h → 18m → Stabil
89	4,8	4,5s –n→ 3,2m → 15m → 51d → Stabil
90	5,8	33s → 2,7m → 28a → 65h → Stabil
91	5,8	9,8s → 100s / 14m ↓ → 9,7h → 50m / 57d ↓ → Stabil
92	6,0	3s → 80s → 2,7h → 3,4h → Stabil
93	6,4	2s → k → 11h → 10⁶a → 3,6a / Stabil ↓
94	6,4	1,4s → k → 2m → 16m → Stabil
95	6,3	k → k → k → 10m → 65d → 90h / 35d ↓ → Stabil
96	6,3	Stabil 23h → Stabil
97	6,1	1s → k → k → k → 17h → 1m / 1,2h ↓ → Stabil
98	5,8	30m → Stabil
99	6,1	2,5m → 67h → 6h / 2.10⁵a ↓ → Stabil
100	6,3	Stabil
101	5,0	15m → 14m → Stabil
102	4,1	12m → 4,5m → Stabil
103	2,9	40d → 57m / Stabil ↓
104	1,8	18m → Stabil
105	0,85	5m → 10m → 4,5h → 45s / 36h ↓ → Stabil
106	0,38	1a → 30s → Stabil
107		(k) → 4m → 23m → 7.10⁶a → Stabil
108		18s → Stabil
109	0,028	k → 5m / 13h ↓ → 39s / Stabil ↓
110		Stabil
111	0,018	5,5h / 22m ↓ → 7,5d → Stabil
112	0,011	21h → 3,2h → Stabil
113		1,5m → 5,3h → 5,1a / Stabil → Stabil
114		2m → Stabil
115	0,011	21m → 43d / 53h → 4,5h / 6.10¹⁴a ↓ → Stabil

Abb. 63. Die bei der Spaltung von U^{235} entstehenden radioaktiven Produkte (leichte Hälfte). Die links stehenden Zahlen bedeuten die Ausbeute für die betreffende Massenzahl in Prozenten der gespaltenen Atome. Zahlen in eckigen Klammern [0,008], beziehen sich auf ein „abgeschirmtes“ Isotop.

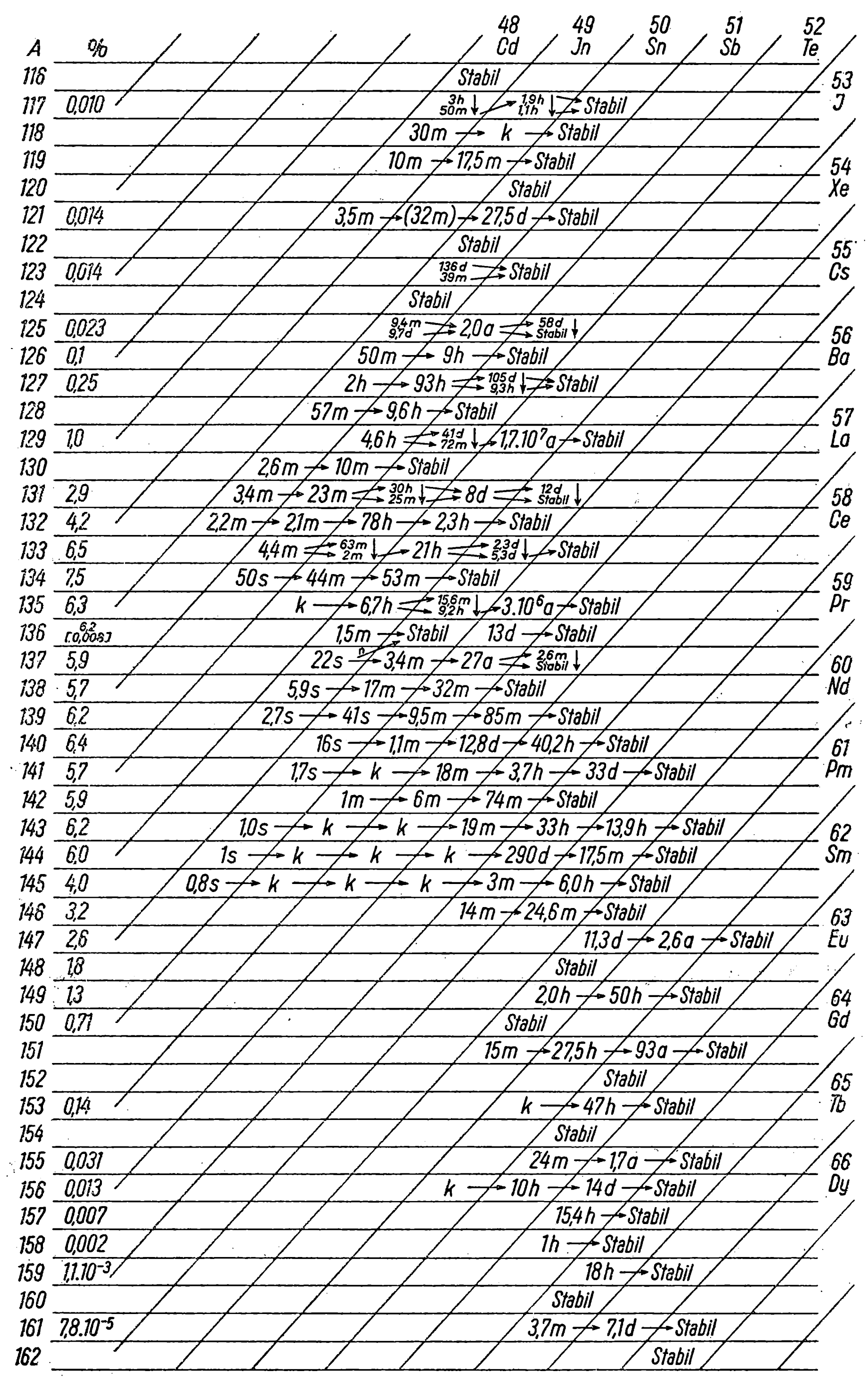


Abb. 64. Die bei der Spaltung von U^{235} entstehenden radioaktiven Produkte (schwere Hälfte).

durch die Anregungsenergie der Spaltkerne bestimmt, nicht dadurch, daß diese selber, wie wir gleich sehen werden, besonders neutronenreiche Isotope des betreffenden Elements sind. Die mittlere Zahl der pro Spaltung erzeugten Neutronen, gewöhnlich mit $\bar{\nu}$ bezeichnet, steigt daher an, wenn diese Anregungsenergie größer wird. Dies ist dann der Fall, wenn schon die Anregungsenergie des Ausgangskerns vor der Spaltung besonders hoch war. Man rechnet, daß eine Zunahme der Anregungsenergie dieses Kerns um 1 MeV im Durchschnitt die Zahl $\bar{\nu}$ um 0,125 erhöht, was einfach bedeutet, daß pro Spaltungsneutron im Durchschnitt 8 MeV aufgewendet werden müssen. Die praktische Auswirkung ist, daß bei der Spaltung durch schnelle Neutronen $\bar{\nu}$ im Durchschnitt etwas größer ist als bei der Spaltung durch langsame Neutronen.

Beim spaltenden Kern ist das Verhältnis der Neutronenzahl zur Protonenzahl im Kern regelmäßig beträchtlich größer, als es den gegenüber Betazerfall stabilen Kernen der Spaltprodukte entspricht. So hat zum Beispiel für U^{236} N/Z den Wert $144/92 = 1{,}56$. Ein Paar von möglichen Folgekernen sind Barium ($Z = 56$) und Krypton ($Z = 36$), die zunächst das gleiche Verhältnis von N/Z haben müssen, also zum Beispiel Ba^{144} $\left(144 = 56 \cdot \frac{236}{92}\right)$ und Kr^{92} ergeben. Nun ist aber für die Massenzahl 144 erst das Neodym mit der Kernladung 60, für 92 erst das Zirkon mit der Kernladung 40 ein stabiler Kern, weil bei den Kernen mit mittlerer Masse das Verhältnis N/Z für die stabilen Kerne schon erheblich kleiner ist als für die schwersten. Die primär erzeugten Spaltkerne sind daher fast regelmäßig Betastrahler. In dem vorliegenden Fall entstehen zwei radioaktive Reihen mit je vier aufeinanderfolgenden Betaumwandlungen, die die Kerne Barium 144 und Krypton 92 jeweils in ein stabiles Endprodukt Neodym 144 und Zirkon 92 verwandeln. Die durchschnittliche Länge dieser radioaktiven Reihen ist also bestimmt durch das Verhältnis N/Z des Ausgangskerns. Je größer dieses Verhältnis ist, desto mehr Glieder haben die entsprechenden Reihen. Bei der Spaltung von U^{238}, die mit Neutronen über 1 MeV möglich ist, entstehen daher Reihen, die im Durchschnitt um eineinhalb Glieder länger sind als bei der Spaltung von U^{235} durch Neutronen, weil der Neutronenüberschuß in den entstehenden Spaltprodukten um so viel größer ist. Dieser Neutronenüberschuß ist maßgebend für die Länge der durch Spaltung entstehenden radioaktiven Reihen, nicht aber, wie man naiverweise vielleicht annehmen könnte, für die Zahl der beim Spaltprozeß emittierten Neutronen. Diese letztere Zahl hängt nur von der Anregungsenergie der gebildeten Zwischenkerne ab.

Nun ist die Aufteilung der Nukleonen bei einem vorgegebenen Ausgangskern auf die beiden Spaltkerne keineswegs immer die gleiche. Auch das Verhältnis N/Z braucht nicht für beide Spaltkerne das gleiche zu sein. Gewöhnlich wird der eine Kern etwas mehr, der andere dafür etwas weniger Neutronen mitbekommen, als es diesem Verhältnis entspricht. Die Folge davon ist, daß als primäre Spaltprodukte eine große

Zahl verschiedener Elemente und unter diesen wieder eine ganze Anzahl verschiedener Isotope entsteht. Die Mannigfaltigkeit ist aus den Abb. 63 und 64 zu ersehen.

Bei einem Kern innerhalb einer Spaltreihe kann man nicht ohne weiteres angeben, ob er nur sekundär als Folgeprodukt durch einen Betazerfall seines Nachbarn entsteht, oder ob er auch schon direkt durch Spaltung gebildet wird. Die experimentelle Unterscheidung zwischen beiden Möglichkeiten ist vor allem bei kurzen Halbwertszeiten im allgemeinen nicht einfach. In einzelnen Fällen ist die radioaktive Reihe für eine bestimmte Massenzahl durch einen stabilen Kern unterbrochen, zum Beispiel für die Masse 136 durch das stabile Xenon 136. In sehr geringer Menge wurde nun als Spaltprodukt auch noch Zäsium 136 unter den Spaltprodukten gefunden. Dieses kann nur direkt entstanden sein.

Die Analyse der Spaltprodukte erfolgt meist durch chemische Trennung und folgende Feststellung der Radioaktivität. Dabei werden jedoch die entstandenen stabilen Kerne nicht miterfaßt. In einigen Fällen sind auch massenspektroskopische Analysen der durch Spaltung entstandenen Stoffe durchgeführt worden. Hierbei wird der genannte Fehler vermieden.

Wird für einen bestimmten spaltbaren Kern die Häufigkeitsverteilung seiner Spaltprodukte über die einzelnen Massenzahlen aufgetragen, so ergibt sich eine sehr merkwürdige Kurve. Man bekommt im allgemeinen zwei Maxima, die durch einen tiefen Einschnitt getrennt sind (Abb. 65). Die Häufigkeit der im Minimum liegenden Massenzahlen ist im allgemeinen um zwei bis drei Zehnerpotenzen kleiner als für die im Maximum. Auffallend ist, daß bei nicht allzu hoher Energiezufuhr für die Spaltung aller

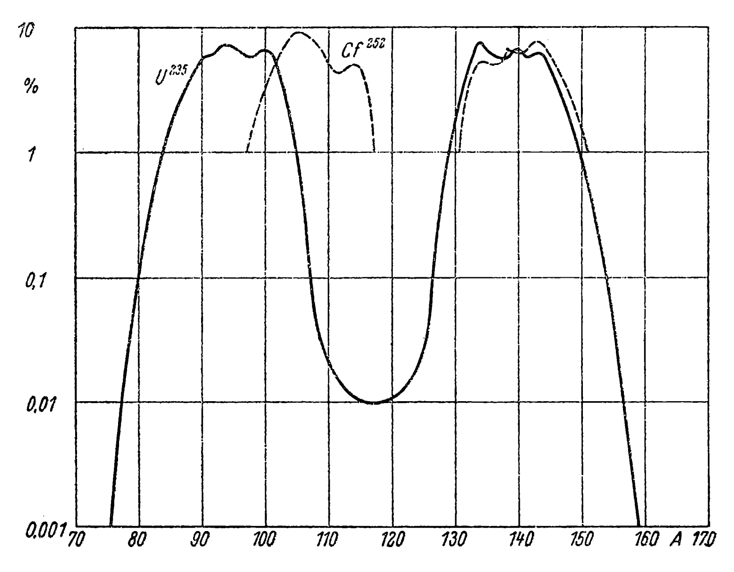


Abb. 65. Spaltausbeute in Prozenten der gespaltenen Atome. Ausgezogene Kurve: U^{235} mit langsamen Neutronen; gestrichelte Kurve: spontane Spaltung von Cf^{252}.

Kerne zwischen Thorium 232 und Californium 252 das zu den schwereren Spaltkernen gehörige Maximum jeweils nahezu an der gleichen Stelle liegt, während sich das zu den leichteren Kernen gehörige Maximum entsprechend der verfügbaren Gesamtmasse verschiebt. Interessant ist, daß bei der Spaltung von Wismut 209 mit schnellen Deuteronen von 190 MeV die Verteilungskurve der Spaltprodukte nur ein Maximum aufweist (Abb. 66), das heißt, die symmetrische Spaltung in zwei genau gleiche Teile ist hier am häufigsten. Bei der hier gegebenen hohen Anregungsenergie des Zwischenkerns verläuft der Vorgang etwas anders als in den bisher behandelten Fällen, da hier aus dem hoch angeregten Zwischenkern zunächst eine ganze Reihe Neutronen abdampfen. Dabei steigt Z^2/A, bis der Kern gegen Spaltung genügend instabil wird. Dadurch entstehen in diesem Fall meist nur sehr kurze radioaktive Reihen, zu einem erheblichen Prozentsatz bereits direkt stabile Spaltprodukte, zum Teil sogar Positronenstrahler oder K-Strahler. Bei der Spaltung von Radium 226 ergibt sich bei mäßigen Energien der eingeschossenen Neutronen eine zweigipfelige Kurve, also bevorzugt unsymmetrische Aufteilung, bei höheren Energien, schon etwa ab 10 MeV, dagegen eine symmetrische Kurve.

Unter den Spaltreihen kommen einzelne Betastrahler vor, die auf so hoch angeregte Tochterkerne führen, daß diese Neutronen aussenden können (siehe § 15). Diese Neutronen werden mit einer der Halbwertszeit ihres Mutterkerns entsprechenden Verzögerung nach dem Spaltprozeß ausgesandt. Sie haben technisch große Bedeutung, denn nur durch sie ist eine sichere Steuerung von Kernreaktoren möglich. Regelmäßig sind die Mutterkerne für die verzögerte Neutronenstrahlung die ersten Glieder der betreffenden bei der Spaltung entstehenden radioaktiven Reihe. Das ist kein Zufall,

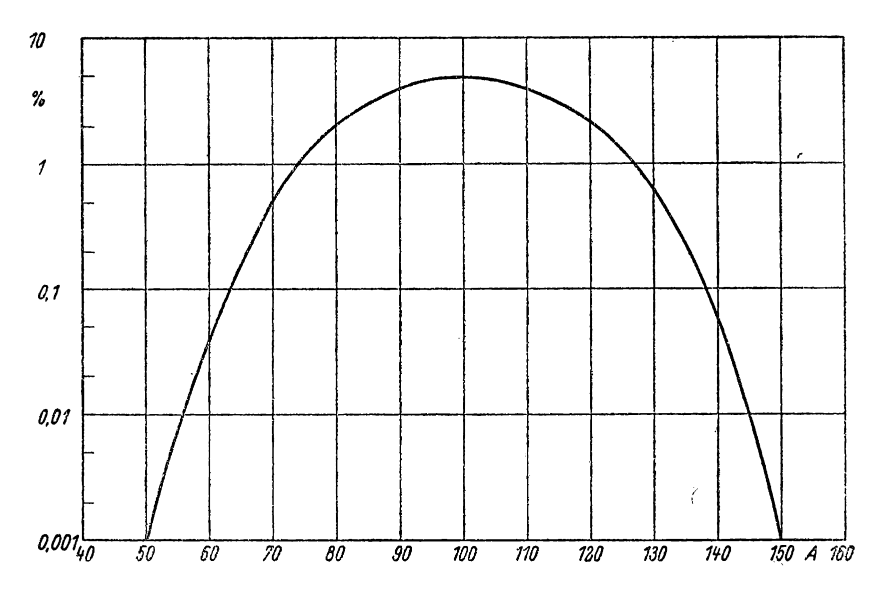


Abb. 66. Spaltausbeute in Prozenten der gespaltenen Atome für Wismut mit 190 MeV-Deuteronen.

denn je weiter ein Kern in einer Reihe vom stabilen Endkern entfernt ist, desto größer ist im Durchschnitt seine Umwandlungsenergie, und nur bei großer Umwandlungsenergie kann der Folgekern in einem so hoch angeregten Zustand entstehen, daß er noch ein Neutron emittieren kann. Wir haben oben gesehen, daß die Länge der radioaktiven Reihen unter den Spaltprodukten vom Neutron-Proton-Verhältnis des spaltenden Kerns abhängt, und zwar sind die Reihen um so länger, je größer dieses Verhältnis ist, je schwerer also das spaltende Isotop des betreffenden Elements war. Bei der Spaltung der schweren Isotope eines Elements werden daher die ersten Glieder der in den Abb. 63 und 64 angegebenen Spaltreihen häufiger gebildet als bei der Spaltung der leichten Isotope. Die schweren Isotope geben daher regelmäßig mehr verzögerte Neutronen als die leichten. Einige Beispiele zeigen die folgenden Tabellen.

Anteil β der verzögerten Neutronen in den verschiedenen Gruppen in 10^{-5} der Gesamtneutronenzahl

Verzögerter Neutronenstrahler	Halbwertszeit in sec	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}
Br^{87}	55,6	18	25	12
J^{137}	22,0	58	166	94
Br^{89}	4,5	86	213	112
Sb^{125}?	1,5	61	241	105
As^{85}?	0,43	18	85	14
?	0,12		25	
β		0,241%	0,755%	0,337%

Prozentsatz der verzögerten Neutronen bei Spaltung durch schnelle Neutronen (sehr breites Energiespektrum um 1 MeV)

Gespaltener Kern:	Th^{232}	U^{233}	U^{235}	U^{238}	Pu^{239}
β	1,6%	0,28%	0,68%	1,5%	0,23%

§ 23. *Kernumwandlungen im Kosmos*

Über den physikalischen Zustand im Innern der Gestirne weiß man verhältnismäßig gut Bescheid. Verschiedene Berechnungen, insbesondere von *Eddington*, erlauben es, den Verlauf von Temperatur und Dichte in den verschiedenen Tiefen eines Himmelskörpers abzuschätzen. Man kommt dabei für Fixsterne von der Art unserer Sonne auf Temperaturen von 15000000° im Mittelpunkt. Aus der Temperatur berechnet sich die mittlere kinetische Energie $\overline{E}$ eines Atoms zu $3/2\ k\ T$, wobei T die

absolute Temperatur und $k = 1{,}372 \times 10^{-16}$ erg/Grad die *Boltzmann*sche Konstante bedeuten. In unserem Fall ist also $\overline{E} = 3/2 \times 1{,}372 \times 10^{-16} \times 1{,}5 \times 10^{7} = 3{,}1 \times \times 10^{-9}$ erg $= 1920$ eV. Das heißt, ein Atom im Zentrum der Sonne hat im Mittel eine kinetische Energie, wie wir sie ihm im Laboratorium in einfach elektrisch geladenem Zustand durch eine Spannungsdifferenz von rund 2000 Volt erteilen können. Verglichen mit den Energien, die wir für künstliche Kernumwandlungen anwenden, ist dies noch recht wenig. Bedenken wir aber, daß im Laboratorium ein Proton mit dieser Energie schon nach weniger als einer billionstel Sekunde auf thermische Geschwindigkeit abgebremst wird, wenn es auf kondensierte Materie auftrifft, daß es in der Sonne aber seine Geschwindigkeit wegen der hohen Temperatur im Mittel immer beibehält, so können wir einsehen, daß unter den beschriebenen kosmischen Verhältnissen doch auch bei der verhältnismäßig niedrigen Energie noch dann und wann eine Umwandlung eintreten wird.

Die Sonnenmaterie besteht zu etwa einem Drittel aus Wasserstoff. Aus den uns bekannten Wirkungsquerschnitten für Kernreaktionen können wir ohne besondere Zusatzannahmen die Werte für Einfallsenergien von einigen tausend Elektronvolt extrapolieren. Wir finden daraus, daß die mittlere Lebensdauer eines leichten Atoms im Innern der Sonne nur begrenzt ist. (p, n)-Reaktionen sind bei den verhältnismäßig kleinen Einfallsenergien der Protonen nicht möglich, da diese Reaktionen alle endotherm sind. Dagegen sind immer (p, γ)-Reaktionen möglich, denn diese sind ja — außer an Helium — regelmäßig stark exotherm, allerdings haben sie, wenn nicht gerade eine Resonanzstelle vorliegt, sehr kleinen Wirkungsquerschnitt. In den Fällen, wo die (p, α)-Reaktion auch exotherm ist, wird diese daher immer weit überwiegen. Wir wollen die einzelnen Reaktionen etwas näher betrachten.

Bereits zwischen zwei Protonen kann ein Kernprozeß auftreten. Im Moment ihres Zusammenstoßes können wir nämlich zwei aufeinandertreffende Protonen als einen He^2-Kern auffassen, der zweifellos ein Positronenstrahler ist. Es kommt nun in seltenen Fällen vor, daß die Ausstrahlung des Positrons während des Zusammenstoßes erfolgt, so daß die Reaktion stattfindet:

$$2\ H^1 \rightarrow {}^{+}He^2 \rightarrow H^2 + \beta^+. \qquad (1)$$

Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten dieser Reaktion im Innern eines Fixsterns ist von *Bethe* und später genauer von *Salpeter* berechnet worden. Das Deuteron wandelt sich sehr rasch weiter um. Seine Lebensdauer im Sonnenmittelpunkt ist nur einige Sekunden. Die auftretende Reaktion ist:

$$H^2 + H^1 \rightarrow He^3;$$

He^3 reagiert nicht mit den Protonen, ein Prozeß $He^3 + H^1 = Li^4$ wäre endotherm. Wenn sehr viele He^4-Kerne vorhanden sind, könnte die Prozeßfolge auftreten:

$$\begin{aligned} &He^3 + He^4 \rightarrow Be^7; \\ &Be^7 + e^- \rightarrow Li^7; \\ &Li^7 + H^1 \rightarrow 2\ He^4. \end{aligned} \qquad (2)$$

Wahrscheinlicher ist jedoch, daß sich eine Gleichgewichtskonzentration von He^3 einstellt, bei der dieses durch den Prozeß

$$He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + 2\,H^1$$

umgebildet wird. Bei den Verhältnissen im Sonnenmittelpunkt wäre die dazu erforderliche Konzentration etwa 6×10^{-5} ($= N\,(He^3)/N\,(H^1)$). Im Endeffekt hat sich also aus sechs Protonen ein He^4-Kern gebildet und zwei Protonen sind von dem Zwischenprodukt He^3 wieder abgespalten worden. Die Energieproduktion ist gegeben durch die Gleichung

$$4\,H^1 \rightarrow He^4 + 6{,}1 \times 10^{11}\ \text{cal.} \tag{3}$$

Die Rate der Energieproduktion pro Masseneinheit hängt von der Temperatur T, der Dichte ρ und der Wasserstoffkonzentration c_H im Sterneninnern nach folgender Formel ab:

$$dE/dt = 50\,\frac{\rho}{100}\,c_H{}^2\left(\frac{T}{15 \cdot 10^6\ \text{Grad}}\right)\text{erg/g} \cdot \text{sec.} \tag{4}$$

Nach ihrem Verhalten in einer Wasserstoffatmosphäre mit einer Temperatur von 15 bis 20 Millionen Grad lassen sich die Atomkerne in vier Gruppen einteilen. Die Kerne mit den Massenzahlen 1 bis 3 werden allmählich in Helium 4 umgewandelt, das bei der Temperatur, die im Sonneninnern herrscht, noch stabil ist. Ein stabiler Kern mit der Masse 5 existiert nicht. Die Kerne mit den Massen 6 bis 11 werden durch Reaktionen mit Wasserstoffkernen verhältnismäßig schnell zu He^4 abgebaut. Das ist der Grund, warum die zugehörigen Elemente Lithium, Beryllium und Bor relativ selten sind.

Der Bethe-Weizsäcker Zyklus

Umwandlung	Halbwertszeit (für Reaktionen mit H^1 unter den Verhältnissen im Sonnenmittelpunkt)	Energietönung in MeV
$C^{12} + H^1 \rightarrow N^{13}$	10^6 a	1,94
$N^{13} \rightarrow C^{13} + \beta^+$	10 min	2,23
$C^{13} + H^1 \rightarrow N^{14}$	12×10^5 a	7,62
$N^{14} + H^1 \rightarrow O^{15}$	$< 3 \times 10^7$ a	7,34
$O^{15} \rightarrow N^{15} + \beta^+$	2 min	2,71
$N^{15} + H^1 \rightarrow C^{12} + He^4$	10^4 a	4,96

Für die Massenzahlen 12 bis 15 findet durch (p, γ)-Prozesse ein Ausbau nach dem in obiger Tabelle dargestellten Schema statt. Für N^{15} ist der (p, α)-Prozeß exotherm, durch ihn wird wieder C^{12} gebildet. Die Reaktionen in der Tabelle stellen also einen vollständigen Reaktionszyklus dar. Man nennt ihn nach ihren Entdeckern den *Bethe-Weizsäcker*-Zyklus. Kohlenstoff und Stickstoff stellen in ihm Katalysatoren dar,

an denen sich der Wasserstoff zu Helium verbindet. Die Energieproduktion durch diesen Prozeß kann durch die Gleichung dargestellt werden:

$$dE/dt = (30 \text{ bis } 700)\ \frac{\rho}{100} \cdot c_{\mathrm{H}} \cdot \frac{c_{\mathrm{CN}}}{0{,}01} \left(\frac{T}{15 \cdot 10^6\,\mathrm{Grad}}\right)^{20} \ \mathrm{erg/g} \cdot \mathrm{sec} \qquad (5)$$

Die Unsicherheit im Zahlenfaktor beruht darauf, daß der Wirkungsquerschnitt für die N^{14}-Reaktion nur ungenau bekannt ist, da hier die Lage einer unvollkommen untersuchten Resonanzstelle eine entscheidende Rolle spielt.

Die Faktoren in der Gleichung (5) sind ebenso wie in Gleichung (4) so gewählt, daß sie für die Sonnenmitte angenähert 1 werden. Da die Rate der Energieproduktion in dem betrachteten Temperaturbereich proportional T^{20} ist, steigt sie mit der Temperatur sehr viel steiler an als für den Prozeß (1). In Sternen, die etwas kälter sind als die Sonne, dürfte die Reaktion (1) den Hauptteil der Energie liefern, in Sternen, die etwas wärmer sind, der *Bethe-Weizsäcker*-Zyklus. In der Sonne treten wahrscheinlich beide Prozesse mit vergleichbarer Leistung auf.

Vergleicht man die Zahlen für die Energieproduktion im Sonneninnern mit denen für einen lebenden Organismus, so findet man die auf den ersten Blick erstaunliche Tatsache, daß die letztere etwa um einen Faktor 100 größer ist, nämlich rund 10000 erg/g · sec.

Bereits das Hauptisotop des Sauerstoffs ist in der seit der Entstehung der Sonne vergangenen Zeit von etwa fünf Milliarden Jahren im Sonneninnern praktisch noch nicht angegriffen worden. In viel stärkerem Maß gilt dies von den schwereren Elementen. Dem C-N-Zyklus analoge Prozeßfolgen sind bei entsprechend höheren Temperaturen auch für Ne–Na und Mg–Al möglich, nicht dagegen für O–F, da für O^{17} der (p, α)-Prozeß exotherm ist, so daß sich N^{14} bildet.

Außer den beiden genannten Prozessen gibt es in der Sonne wohl keine nennenswerten Energiequellen. Es gibt auch keine mit merklicher Wahrscheinlichkeit stattfindenden Reaktionen, welche Neutronen liefern. Ein Aufbau von Elementen kann also nur durch Protonen stattfinden; diese dringen aber bei den in der Sonnenmitte herrschenden Verhältnissen nicht mehr merklich in Elemente mit einer Kernladung größer als 9 ein. Alle schweren Elemente sind daher auch im Sonneninnern unveränderlich.

Der Brennstoff, welcher die Sonnenwärme erzeugt, ist also der Wasserstoff, das Verbrennungsprodukt ist das Helium. Man kann leicht ausrechnen, daß der in der Sonne vorhandene Wasserstoff bei gleichbleibender Energieerzeugung noch für etwa 10^{11} Jahre ausreicht. Da wir das Alter der Sonne mit rund 5 Milliarden Jahren annehmen müssen, ist erst etwa ein Zwanzigstel ihres ursprünglichen Brennstoffs verbraucht.

Auf der Erde oder auch im Erdinnern finden unter den gegenwärtigen Bedingungen keine Umwandlungen von Elementen statt, wenn wir von den bekannten Vorgängen der natürlichen Radioaktivität absehen. Versuche von Nichtphysikern,

gewisse geologische Vorgänge der Gesteinsbildung oder des Vulkanismus auf Grund von Kernumwandlungen zu erklären, stehen mit zahlreichen Erfahrungstatsachen in offensichtlichem Widerspruch. Abgesehen davon, daß keine unter irdischen Bedingungen möglichen Reaktionstypen bekannt sind, sind die aufgestellten Energiebilanzen regelmäßig um mehrere Größenordnungen falsch. Trotz sorgfältigster Untersuchungen ist es nicht möglich gewesen, in frischen vulkanischen Auswürfen neu gebildete radioaktive Stoffe nachzuweisen, die in größter Menge entstanden sein müßten, wenn überhaupt Kernreaktionen stattgefunden hätten.

In Sternen, deren physikalischer Zustand erheblich von dem der Sonne abweicht, können andere Kernreaktionen auftreten als die oben genannten. Hat ein Stern im Innern seinen Vorrat an Wasserstoff weitgehend aufgebraucht, so nimmt bei vorgegebener Temperatur die Energieproduktion zunächst ab. Der Strahlungsdruck kann dem Gravitationsdruck nicht mehr das Gleichgewicht halten. Der Stern zieht sich zusammen und gewinnt dabei wieder Energie durch den Aufbau eines stärkeren Gravitationsfeldes. Dabei steigt die Temperatur in einem jetzt stark verkleinerten Volumen an, bis ein Punkt erreicht wird, wo das reichlich vorhandene Helium 4 mit anderen Kernen reagieren kann. Der Kern Beryllium 8, der aus zwei He^4-Kernen entstehen würde, ist zwar nicht stabil (siehe § 19), jedoch beträgt die Instabilität nur 70 keV. Bei einer Temperatur von einigen 10^8 Grad können aber wegen der hohen thermischen Anregung schon in merklicher Konzentration solche Be^8-Kerne existieren, die ihrerseits wieder mit He^4 zusammenstoßen und dabei exotherm C^{12} bilden. Die Energieproduktion pro Massen- und Zeiteinheit durch diesen Prozeß ist durch folgende Formel gegeben:

$$dE/dt \sim 1000 \left(\frac{\rho}{2{,}5 \cdot 10^4}\right)^2 c^3_{\mathrm{He}} \left(\frac{T}{2 \cdot 10^8\,\mathrm{Grad}}\right)^{18} \mathrm{erg/g \cdot sec.} \qquad (6)$$

Dabei ist c_{He} die Heliumkonzentration.

Durch weitere (α, γ)-Prozesse werden nacheinander O^{16}, Ne^{20} und noch etwas Mg^{24} aufgebaut. Dadurch wird auch der Heliumvorrat im Sterninnern wieder erschöpft. Die Temperatur steigt infolge der neu einsetzenden Kontraktion weiter an bis auf etwa 10^9 Grad. Bei dieser Temperatur sind im Strahlungsfeld schon in hinreichender Intensität so energiereiche Strahlungsquanten vorhanden, daß der Prozeß $Ne^{20}(\gamma, \alpha)O^{16}$ ausgelöst werden kann. Die gebildeten Heliumkerne werden meist schnell von anderen Ne^{20}-Kernen absorbiert, so daß als Bruttoreaktion auftritt $2\,Ne^{20} \rightarrow O^{16} + Mg^{24}$. Dabei werden insgesamt 4,5 MeV freigesetzt.

Die jetzt neu gebildeten Alphateilchen bauen weitere Kerne auf. Durch $Ca^{40}(\alpha, \gamma)Ti^{44}$ entsteht ein instabiler Kern, der mit 1000 Jahren Halbwertszeit durch einen inversen Betaprozeß in Sc^{44} und durch weitere Positronenstrahlung in das stabile Ca^{44} übergeht. Von diesem werden durch (α, γ)-Prozesse Kerne bis Fe^{56} gebildet. Die folgenden Kerne Ni^{60} und Zn^{64} werden zwar zunächst auch noch durch (α, γ) aufgebaut, allerdings in geringerem Maß wegen des höheren Gamow-

Berges. Die Einsatzenergie für (γ, α) liegt hier aber wesentlich niedriger — Fe^{56} 7,6 MeV, Ni^{60} 6,3 MeV, Zn^{64} 3,9 MeV —, so daß die Kerne oberhalb von Eisen durch diesen Prozeß wieder abgebaut werden und sich in Fe^{56} zurückbilden. Daher kommt die große Häufigkeit des Eisens.

In einer bestimmten Klasse von Sternen gehen auch noch andere Reaktionen vor sich, nämlich in den sogenannten „Weißen Zwergen". Das sind Sterne von außerordentlich hoher mittlerer Dichte — beim Siriusbegleiter 50000 g/cm^3, bei anderen bis zu 10^8 g/cm^3 —, sehr heißer Oberfläche und geringer Ausdehnung; ihr Durchmesser ist dem der großen Planeten vergleichbar. In diesen Sternen erreichen infolge eines aus der dichten Materiepackung folgenden quantenmechanischen Effektes die Elektronen außerordentlich hohe Energien, so daß ein Elektroneneinfang durch ein Proton nach Art einer K-Umwandlung möglich wird. Es findet also die Reaktion statt: $H^1 + \beta^- \rightarrow n^1$. Die hierfür nötige Elektronenenergie ist entsprechend der Massendifferenz zwischen Neutron und Wasserstoffatom 780000 eV. Die entstehenden Neutronen reagieren sofort mit allen Kernen, die sie antreffen; insbesondere mit den Protonen, wodurch H^2 gebildet wird. Von da aus wird, wie oben beschrieben, über He^3 wieder He^4 gebildet. Die energiespendende Reaktion ist also letzten Endes wieder die Verbrennung von Wasserstoff zu Helium. Daneben findet durch die Neutronen über (n, γ)-Prozesse auch ein Aufbau schwerer Elemente statt, allerdings nur in beschränktem Ausmaß, weil ein großer Teil der Neutronen durch die Protonen weggefangen wird. Die Erzeugungsrate ist so gering, daß wohl nur ein kleiner Teil der Elemente in weißen Zwergen entstanden ist.

Das Problem der Energieerzeugung im Innern der Sterne, das der Wissenschaft die längste Zeit ein großes Rätsel war, ist durch die Ergebnisse der Kernforschung für die Sterne in ihrem normalen Zustand gelöst. Noch nicht so sicher weiß man über die Art der Energieerzeugung in den plötzlich für verhältnismäßig kurze Zeit aufleuchtenden neuen Sternen Bescheid. Es gibt zwei wesentlich verschiedene Sorten von neuen Sternen: den Typ der Novasterne, deren Helligkeit im Augenblick des Lichtmaximums die der Sonne um einen Faktor 1000 übertrifft, und den Typ der Supernova, der im Durchschnitt 100 Millionen mal so hell ist wie die Sonne. Für den Novatyp gibt es eine Reihe von Theorien. Eine Theorie von *Biermann* nimmt an, daß durch die hohe Ionisierung der Sternatmosphäre unter Umständen ein labiler Zustand entstehen kann, bei dem große Teile der Ionisierungsenergie plötzlich durch Rekombination frei werden. Die Theorie kommt zur Erklärung der Energieerzeugung in einer Nova ohne Zuhilfenahme kernphysikalischer Vorgänge aus. Eine andere Theorie wurde von *Gamow* und *Schoenberg* entwickelt, die ein plötzliches Instabilwerden des Sterns durch Neutrinostrahlung annehmen. Wenn die Dichte im Innern eines Sterns einen gewissen Betrag erreicht hat, dann sind auch schon bei nicht allzu hoher Temperatur infolge des „entarteten" Zustands genügend schnelle Elektronen vorhanden, um nach Art der inversen Betaumwandlung auch in stabile Kerne einzudringen. Auf diese Weise bilden sich Gleichgewichte aus, wie $H^3 \longleftrightarrow He^3$, $O^{16} \longleftrightarrow N^{16}$

oder $Fe^{56} \longleftrightarrow Mn^{56}$. Das hat zur Folge, daß aus diesen Sternen dauernd eine sehr erhebliche Energiemenge in Form von Neutrinos abgestrahlt wird. Die Neutrinos können die Sternmaterie ungehindert durchdringen und erzeugen daher keinen Strahlungsdruck. Dadurch fällt der Stern zunächst in sich zusammen; während ihm insgesamt sehr rasch Energie durch die Neutrinostrahlung entzogen wird, wird in beträchtlichem Maße Gravitationsenergie in Bewegungsenergie verwandelt. Auf diese Weise kommt der für den Novaprozeß erforderliche labile Zustand sehr plötzlich zustande.

Unter den Supernovas unterscheiden die Astronomen zwei verschiedene Typen. Ein Typ ist dadurch charakterisiert, daß einige Zeit nach dem Helligkeitsmaximum der Lichtabfall ganz streng nach einem Exponentialgesetz verläuft, und zwar in allen Fällen exakt mit einer Halbwertszeit von 55 Tagen. Dies ist kaum anders zu erklären, als daß der Energielieferant während dieser Leuchtperiode, die sich etwa vom hundertsten bis zum sechshundertsten Tag nach dem Maximum erstreckt, ein radioaktiver Strahler mit einer entsprechenden Halbwertszeit ist. Eine Zeitlang hatte man vermutet, Beryllium 7 sei diese Energiequelle, was jedoch bei der quantitativen Durchrechnung auf Schwierigkeiten führte, da unter dieser Annahme das Folgeprodukt Lithium 7 im Weltraum viel häufiger sein müßte. Andere radioaktive Strahler mit etwa 55 Tagen Halbwertszeit, zum Beispiel Strontium 89, die mitten im periodischen System stehen, kommen nicht in Frage, denn es ist kein Grund einzusehen, warum gerade der betreffende Strahler so viel häufiger entstehen sollte als andere radioaktive Kerne, daß er über zehn Halbwertszeiten praktisch der alleinige Energielieferant wäre. Höchstens bei Fe^{59} mit 46 Tagen Halbwertszeit wäre dies wegen der großen Häufigkeit des Eisens nicht völlig ausgeschlossen.

Heute ist man jedoch der Ansicht, daß die Energie, welche die Supernovas vom Typ I während ihres Lichtabfalls leuchten läßt, durch spontane Spaltung von Californium 254 geliefert wird. Auf den ersten Blick erscheint es erstaunlich, daß gerade dieser besonders schwere Kern mit so hoher Ausbeute gebildet werden soll. Aber auch Versuche, bei denen Uran einem extrem hohen Neutronenfluß ausgesetzt wurde, zeigen analoge Resultate. Man macht sich daher heute vom Reaktionsablauf in einer Supernova I folgendes Bild: Durch die vorher genannten Prozesse besteht der innerste Kern des Sterns nur aus Elementen in der Gegend des Eisens und aus etwas Helium. Durch Kontraktion des Kerns steigt die Temperatur, bis (γ, α)-Prozesse auch im Eisen mit großer Wahrscheinlichkeit auftreten. Alle (γ, α)-Prozesse sind stark endotherm, es wird daher sehr rasch Energie absorbiert und das Sterninnere bricht innerhalb von wenigen Sekunden in sich zusammen. Durch die dabei frei werdende Gravitationsenergie werden auch etwas außerhalb des innersten Kerns liegende Zonen so stark erwärmt, daß in ihnen trotz der Verarmung an Wasserstoff die Energieproduktion durch (p, γ)-Prozesse wieder stark zunimmt. Sie beträgt etwa 10^{17} erg/g innerhalb von 10 bis 100 Sekunden. Während dieser kurzen Zeit entsteht eine sehr beträchtliche Menge Neon 21 aus

$$Ne^{20}\,(p, \gamma)\,Na^{21}; \quad Na^{21} \rightarrow Ne^{21} + \beta^{+}.$$

Na^{21} hat eine Halbwertszeit von 23 Sekunden. Ne^{21} kann bei der jetzt entstehenden Temperatur in der Größenordnung von 10^9 Grad bereits durch den leicht exothermen Prozeß Ne^{21} (α, n) Mg^{24} mit einer Zeitkonstante von etwa einer Sekunde umgewandelt werden und erzeugt dabei einen außerordentlich starken Fluß von Neutronen. Dieser ist so hoch, daß alle schwereren Elemente durch (n, γ)-Prozesse so lange weiter aufgebaut werden, bis die nächste (n, γ)-Reaktion auf einen Kern führen würde, der gegen Neutronenabspaltung instabil ist. Das sollte nach theoretischen Erwägungen etwa bei $N = 0{,}7\,A$ der Fall sein. Alle so erzeugten Endkerne sind sehr kurzlebige Betastrahler mit Halbwertszeiten in der Größenordnung Zehntelsekunden. Die Tochterkerne können wieder Neutronen binden. Auf diese Weise findet ein sehr rascher Elementaufbau entlang der Linie der neutronenreichsten Isotope statt, also etwa entlang der Geraden $N = 0{,}7\,A$. Die Aufbauzeit von Eisen bis Blei wäre im wesentlichen durch die Halbwertszeit dieser äußersten Betastrahler bestimmt, die man auf je etwa eine Zehntelsekunde schätzt. Der gesamte Aufbau würde also etwa sieben Sekunden in Anspruch nehmen. Bei der „magischen" Protonenzahl $Z = 82$ (siehe § 26) sollte plötzlich eine wesentlich längere Betahalbwertszeit von 10 bis 100 Sekunden auftreten, so daß hier der Aufbau zu einem Ende kommt. Die zugehörigen Massenzahlen sollten unter der Annahme $Z \sim 0{,}3\,A$ in der Gegend von 270 liegen. Durch verhältnismäßig schnelle Betaumwandlungen und durch vereinzelte Alphaprozesse soll hieraus Californium 254 entstehen, und zwar in solcher Menge, daß seine Zerfallsenergie zwischen dem hundertsten und dem sechshundertsten Tag alle anderen Energiequellen weit überwiegt, was durchaus plausibel ist, da dieser Kern als spontaner Spalter mit mittlerer Halbwertszeit eine einzigartige Stellung einnimmt.

Es ist kaum ein Zweifel, daß auch Uran und Thorium nur auf diesem Weg gebildet werden können. Ein langsamer Aufbau entlang des „Energietals" (s. S. 176 f.) ist hier nicht möglich, da man nicht über den Bereich der extrem kurzlebigen Alphastrahler oberhalb der magischen Neutronenzahl 126 hinwegkäme. Dies ist nur auf einem Weg möglich, der über extrem neutronenreiche Kerne führt, die größere Stabilität gegenüber Alphazerfall zeigen.

Wenn man die Annahmen macht, daß das beim Supernovaausbruch ausgeschleuderte Isotopengemisch etwa die „normale" Zusammensetzung der Elemente im Kosmos hat und daß Cf^{254} in vergleichbarer Häufigkeit wie Uran und Thorium entsteht — beides sehr wahrscheinliche Annahmen, so kommt man auf eine Californiummenge, die durch ihre Spaltung gerade die bei einer Supernova beobachtete Energierate freisetzt. Man neigt heute zu der Ansicht, daß auch die schweren Elemente nicht durch einen „Urknall" gebildet worden sind, sondern laufend durch Supernovaprozesse entstehen. Eine Reihe von Besonderheiten in der Häufigkeitskurve der Elemente und ihrer Isotope (s. Abb. 67) lassen sich auf diese Weise zwanglos erklären. Mit Abstand das häufigste Element im Kosmos ist der Wasserstoff, dann folgt um

etwa einen Faktor 12 seltener das Helium. Die Atomzahl aller anderen Elemente zusammen ist etwa $^1/_{1000}$ von der Atomzahl dieser beiden Elemente.

Während man früher eine sehr schnelle Entstehung der Materie und Bildung der Elemente zu „Beginn der Welt“ annahm, neigt man seit etwa zehn Jahren mehr dazu, an eine fortlaufende Neubildung zu glauben und dabei den Zustand der Welt als stationär aufzufassen. Um den stationären Zustand zu gewährleisten, müßten sich pro

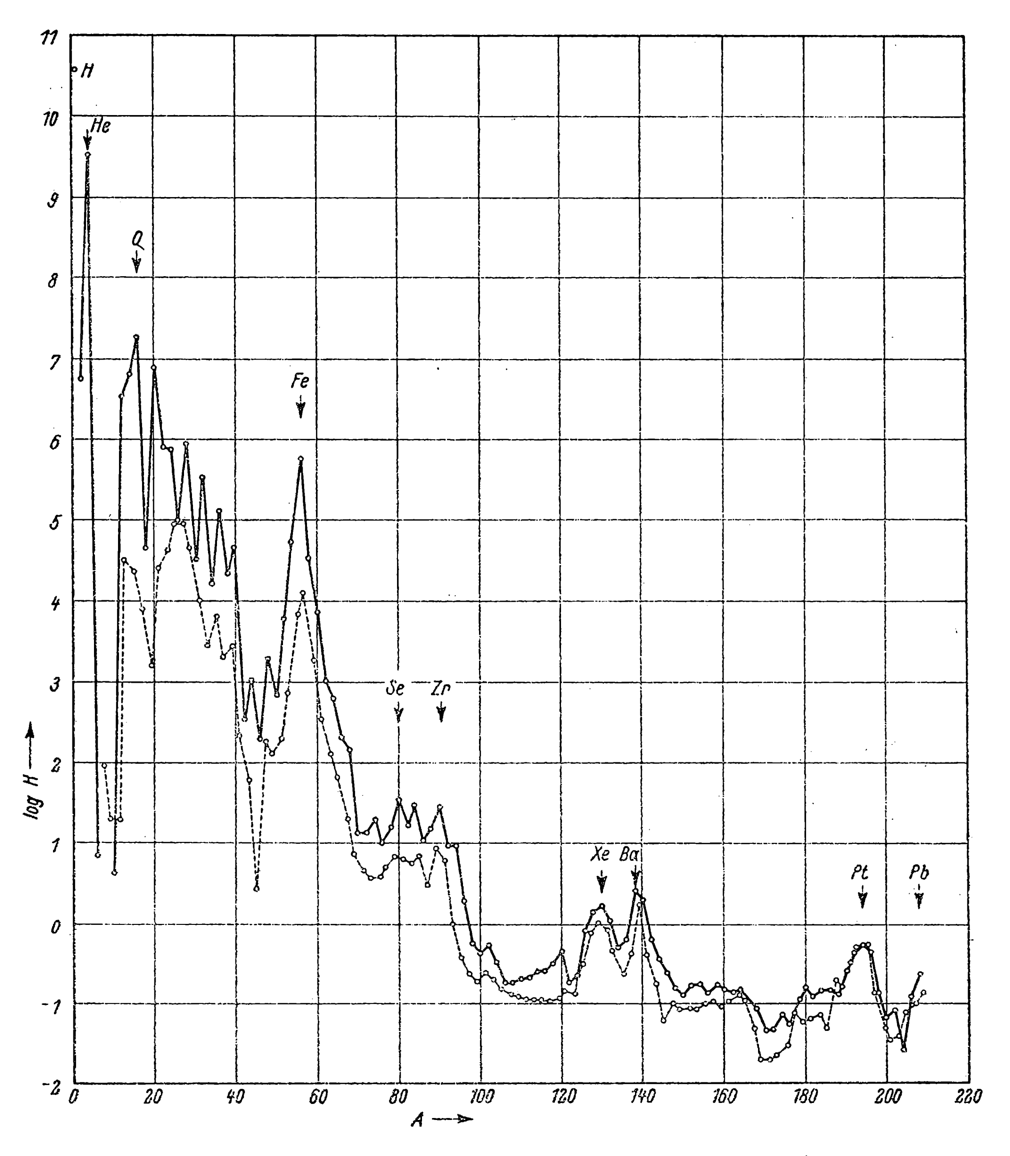


Abb. 67. Häufigkeitsverteilung der Atommassen (nach *Suess* und *Urey*).

Kubikkilometer etwa zehnNeutronen imJahr neu bilden durch einen noch unbekannten Prozeß. Der aus ihnen entstehende Wasserstoff sammelt sich durch Gravitationswirkung langsam zu Nebelwolken und in diesen zu Sternen. Obwohl die Sternsysteme dauernd auseinanderstreben, bleibt ihre Dichte auf diese Art konstant. Was wir gewöhnlich als „Weltalter" bezeichnen, entspricht etwa dem mittleren Alter einer Galaxe und in der Größenordnung auch der Zeit, vor der die uns umgebende Materie einen Supernovaausbruch mitgemacht hat, bei dem radioaktive und andere schwere Elemente gebildet wurden.

Die Häufigkeitsverteilung aller Massen, zu denen stabile Kerne gehören, ist in Abb. 67 wiedergegeben. Die Kurve fällt im Mittel von der Massenzahl 70 bis zur Massenzahl 200 um gut zwei Zehnerpotenzen. Dieser leicht abfallenden Kurve sind drei doppelgipfelige Maxima überlagert bei den Massenzahlen 80 bis 90 (Se–Zr), 130 bis 138 (Xe–Ba) und 194 bis 208 (Pt–Pb). Der zweite Gipfel entspricht jeweils einer der „magischen" Neutronenzahlen (siehe § 6) 50, 82 und 126. Sein Auftreten deutet darauf hin, daß die zugehörigen Kerne durch einen langsamen (langsam gegenüber der mittleren Halbwertszeit von Betastrahlern) Aufbau aus Neutronen längs der Linie der stabilsten Kerne entstanden sind. Der jeweils erste Gipfel dagegen kommt offenbar von einem sehr schnellen Aufbau, entsprechend dem oben beschriebenen Supernovaprozeß, längs der Linie maximaler Neutronenzahl. Auch dabei wird zunächst der Kern mit der magischen Neutronenzahl gebildet, der aber weniger Protonen enthält als es dem betastabilen Kern mit der gleichen Masse entspricht. Er geht dann durch eine Folge von Beta-Umwandlungen in den stabilen Kern mit gleicher Masse über. Die primär gebildeten Kerne, die jeweils zum ersten Gipfel des Häufigkeitsmaximums gehören, sind offenbar Zn^{80}, Cd^{130} und Er^{194}. Diese Kerne sind uns experimentell vorläufig nicht zugänglich. Sie sollten einerseits eine relativ zu ihren Nachbarn lange Halbwertszeit für die Betaumwandlung haben und andrerseits nicht imstande sein, Neutronen anzulagern, da das folgende Neutron nicht mehr stabil an sie gebunden sein kann.

Es ist keineswegs ausgeschlossen, daß die Materie im Erdinnern „älter" ist als die an der Erdoberfläche oder in den Meteoriten. Dies würde eine zwanglose Erklärung dafür geben, daß im Erdinnern pro Gramm Materie um wenigstens zwei Größenordnungen weniger radioaktive Substanzen vorhanden sind als an der Oberfläche, was durch den Wärmehaushalt der Erde sicher bewiesen ist.

V. DER AUFBAU DER ATOMKERNE

§ 24. *Die Elementarteilchen*

Im letzten Kapitel haben wir gesehen, in wie mannigfaltiger Weise Atomkerne ineinander umgewandelt werden können. Diese gegenseitigen Umwandlungen beweisen, daß die rund hundert verschiedenen Elemente oder gar die über tausend verschiedenen Atomkerne noch keineswegs die letzten Einheiten der Materie darstellen, sondern daß sich diese wieder aus einigen wenigen Grundbausteinen zusammensetzen. Über diese Grundbausteine, die Elementarteilchen der Materie, wollen wir im folgenden sprechen. Wir werden allerdings gleich sehen, daß es gar nicht ganz ohne Willkür möglich ist, festzustellen, welche Teilchen als Grundbausteine und welche als zusammengesetzt anzusehen sind. Denn auch die Elementarteilchen entsprechen nicht dem, was sich die alten Atomistiker unter Atomen vorgestellt haben. Auch sie sind nicht unveränderliche Urbestandteile der Materie. Solche gibt es offenbar überhaupt nicht. Alle Elementarteilchen können unter geeigneten Bedingungen in andere umgewandelt werden. Es können aus dem Zusammenwirken von Elementarteilchen neue entstehen, ohne daß man willkürfrei sagen kann, daß einer der Partner ein zusammengesetztes Teilchen sei. Bis 1932 hatte man angenommen, es gäbe nur zwei Sorten von Elementarteilchen, Elektronen und Protonen. Die Entdeckung des Neutrons und bald darauf des Positrons, nicht viel später die der Mesonen zwang aber zu einer völligen Revision dieser Auffassung.

Als erstes Elementarteilchen wollen wir das Elektron näher betrachten. Es kommt in zwei Formen vor, als negativ geladenes Elektron, das die Hüllen der Atome bildet und das bei vielen physikalischen Erscheinungen, zum Beispiel bei den Kathodenstrahlen, als freies Elektron in Erscheinung tritt. Das positiv geladene Teilchen tritt bei einem Teil der Betaprozesse auf, und es kann durch Einwirkung energiereicher Gammaquanten gebildet werden. Wenn es auf normale Materie trifft, zerstrahlt es zusammen mit einem negativen Elektron, das heißt, es verwandelt sich in Quantenstrahlung.

Man bezeichnet heute gelegentlich beide Teilchen mit dem gemeinsamen Namen Elektronen, und zur Unterscheidung das eine mit Positron, das andere mit Negatron. Leider hat sich diese sehr zweckmäßige Bezeichnungsweise noch nicht recht eingebürgert, wir halten uns deswegen in diesem Buch noch an die herkömmliche Bezeichnungsart: Elektron für das Teilchen mit einer negativen Elementarladung, und Positron für das elektrisch positiv geladene Gegenstück.

Die Masse eines Elektrons ist nur $^1/_{1836}$ der Masse eines Protons. Die Positronenmasse ist wohl exakt gleich groß, jedoch liegen keine sehr genauen Messungen vor. Die elektrische Ladung ist in beiden Fällen ein Elementarquant, die des Positrons ist also gleich der des Protons, die des Elektrons gleich dem negativen Wert hiervon. Das Elektron und wohl sicher auch das Positron haben den Spin $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. Das magnetische Moment des Elektrons ist ein *Bohr*sches Magneton (s. S. 43), also gleich 1836 Kernmagnetonen. Das magnetische Moment des Positrons ist nicht gemessen, die Theorie nimmt an, daß es entgegengesetzt gleich dem des negativen Elektrons ist.

Über den Zusammenhang zwischen Elektron und Positron hat *Dirac* schon einige Jahre vor der Entdeckung des Positrons eine etwas sonderbar anmutende, aber durchaus folgerichtig aufgebaute Theorie aufgestellt, welche die nachträglich beobachteten Effekte in treffender Weise vorhersagte. Er stellte eine quantenmechanische Gleichung für die möglichen Zustände der Elektronen auf und versuchte, sie in eine Form zu bringen, die relativistisch invariant war, was man allgemein von einer physikalisch richtigen Gleichung verlangt. Relativistisch invariant bedeutet, daß die durch die Gleichung beschriebenen Vorgänge durch eine *Lorentz*-Transformation nicht geändert werden. Um dieses Ziel zu erreichen, mußte erst die zunächst gefundene Gleichung quadriert werden. Auf diese Weise ergab sich aber ein zweites Lösungssystem, das auf bis dahin nicht beobachtete Zustände mit negativer Energie führt[1]). Um auch diesen Zuständen einen physikalischen Sinn zu geben, machte *Dirac* folgende Annahme:

Von den Zuständen mit positiver Energie ist ein kleiner Teil durch Elektronen besetzt. Diese Elektronen treten als normale Elektronen in Erscheinung. Die Zustände mit negativer Energie sind dagegen normalerweise *alle* durch Elektronen besetzt. Die Wirkung dieser unendlich vielen Elektronen mit negativer Energie soll sich allseitig ausgleichen und ist daher nicht zu bemerken. Wird nun durch irgendeinen Vorgang ein Elektron aus so einem Zustand herausgehoben, so wird die allseitig gleichmäßige Wirkung der Elektronen mit negativer Energie gestört. Der unbesetzte Zustand, also die Lücke im Elektronengas oder, „anschaulich" ausgedrückt, das „Loch im Vakuum", muß dann genau wie ein Elektron mit positiver Ladung wirken. Ganz analoges ist in der Physik der Halbleiter bekannt, wo Lücken in nahezu voll besetzten Energiebändern[2]) wie positiv geladene Leitungselektronen wirken.

Obwohl diese Auffassung, die unter dem Namen *Dirac*sche Löchertheorie bekannt ist, auf den ersten Blick recht befremdend aussieht, ergab sie doch zwanglos schon

[1]) Man beachte, daß negative und positive Energie nicht mit negativer und positiver Ladung verwechselt werden dürfen.

[2]) Unter Energieband versteht man eine dichte Folge von möglichen Energiezuständen.

vor der Entdeckung des Positrons zwei fundamentale Eigenschaften desselben, nämlich die Möglichkeit der Zerstrahlung mit einem Elektron und den umgekehrten Prozeß, die Bildung eines Elektronenzwillings durch Gammastrahlung.

Wir wollen erst den zweiten Effekt beschreiben: Beobachtet man eine harte Quantenstrahlung mit einer Nebelkammer, so sieht man vielfach, daß an irgendeinem Punkt, vor allem in Gegenwart von schwerer Materie, offenbar unter der Wirkung der einfallenden Quanten, zwei Teilchen gebildet werden, ein Elektron und ein Positron. Beobachtungen im Magnetfeld zeigen deutlich die entgegengesetzte Ladung. Eine derartige Aufnahme ist in Abb. 149 auf Tafel X wiedergegeben. Der Effekt ist nach *Dirac* leicht zu erklären. Ein Elektron ist aus einem der unendlich vielen besetzten Zustände negativer Energie durch die Quantenstrahlung auf einen Zustand positiver Energie gehoben worden, ganz analog dem Vorgang bei der optischen Anregung, bei dem in der Hülle eines Atoms ein Elektron durch ein Lichtquant auf einen höheren Energiezustand gehoben werden kann. Im Zustand positiver Energie wird das vorher ja unbeobachtbare Elektron zu einem normalen Elektron. Das entstandene Loch, also der jetzt unbesetzte Zustand negativer Energie, tritt als positives Elektron in Erscheinung.

Wenn die hier dargestellte Auffassung richtig ist, dann können Positronen in Gegenwart von Materie und damit von Elektronen nur eine sehr beschränkte Lebensdauer haben. Genau wie beim optisch angeregten Atom das Leuchtelektron bald wieder in den unbesetzten Grundzustand zurückfällt und dabei ein Lichtquant aussendet, so wird auch hier sehr bald ein Elektron aus der umgebenden Materie auf den unbesetzten Zustand negativer Energie herabfallen und dabei die Energiedifferenz zwischen seinem anfänglichen Zustand positiver Energie und dem Zustand negativer Energie in Form von Gammastrahlung ausstrahlen. Haben beide Teilchen, also Elektron und Positron, im Augenblick des Zerstrahlens keine große kinetische Energie, so besteht ihre Energie im wesentlichen aus ihrer Masse. Die ausgestrahlte Quantenenergie muß dann der doppelten Elektronenmasse äquivalent sein. Auch dieser Effekt ist tatsächlich beobachtet worden; durch jedes in eine Materieschicht eindringende Positron entstehen zwei Gammaquanten. Daß die auftretende Energie auf zwei Quanten verteilt wird, ist zur Erhaltung des Impulses nötig. Die Energie eines jeden Quants ist rund 0,5 MeV, also äquivalent der Masse eines Elektrons beziehungsweise eines Positrons. In etwa 2 bis 3% der Fälle tritt auch eine Zerstrahlung in drei Quanten auf. Offenbar verwandelt sich also das Positron, nachdem es in der Materieschicht abgebremst worden ist, zusammen mit einem Elektron in Strahlung.

An sich ist die *Dirac*sche Theorie für Elektronen und Positronen vollkommen symmetrisch. Wegen der Zerstrahlung kann in einem Raum, dessen Teilchen miteinander in Wechselwirkung stehen, immer nur eine der beiden Teilchenarten dauerhaft existieren, nämlich diejenige, deren Teilchen im Überschuß vorhanden waren. Solange keine negativen Elektronen vorhanden sind, ist auch das Positron ein voll-

kommen stabiles Teilchen. Wären in einem Raumbereich die Positronen gegenüber den Elektronen in der Überzahl, so würden alle Elektronen zerstrahlen und der Überschuß von Positronen übrigbleiben.

Als nächste Gruppe von Elementarteilchen wollen wir Proton und Neutron betrachten. Nach *Heisenberg* nimmt man an, daß die Atomkerne aus Protonen und Neutronen aufgebaut sind. Sollen wir beide Teilchen, Proton und Neutron, als Elementarteilchen ansprechen? Die Betastrahlung und die Positronenstrahlung zeigen, daß beide Teilchen durch Aussendung eines Elektrons oder Positrons wechselseitig ineinander übergehen können. Doch ist es aus mancherlei Gründen nicht wahrscheinlich, daß ein Atomkern Elektronen enthält, daß wir das Neutron also einfach als eine Zusammensetzung aus Proton und Elektron auffassen dürfen, etwa wie das Wasserstoffatom. Ebensowenig dürfen wir umgekehrt das Proton als zusammengesetztes Gebilde aus Neutron und Positron ansehen. Dies zeige folgendes Beispiel: durch die Reaktionsfolge F^{19} (p, n) Ne^{19}; $Ne^{19} \rightarrow F^{19} + \beta^+$ werden Protonen in Neutronen und Positronen zerlegt. Theoretisch kann dies mit Hilfe des gleichen Fluorkerns beliebig oft geschehen. Umgekehrt wird durch eine Reaktionsfolge wie Al^{27} (n, p) Mg^{27}; $Mg^{27} \rightarrow Al^{27} + \beta^-$ ein Neutron in ein Proton und ein Elektron verwandelt. Auch diese Reaktion kann mit Hilfe des gleichen Aluminiumkerns im Prinzip beliebig oft erfolgen. Der erste Versuch scheint zu dem Schluß zu zwingen, daß ein Proton aus Neutron und Positron zusammengesetzt ist, der zweite zu dem umgekehrten Schluß, daß das Neutron das zusammengesetzte Teilchen ist und aus Proton und Elektron besteht, was ja auch der radioaktive Zerfall des freien Neutrons nahelegen würde. Offensichtlich ist also die naive Frage, welches von beiden das zusammengesetzte Teilchen ist, nicht richtig gestellt. Wir nehmen heute an, daß das Elektron oder das Positron erst bei der Betastrahlung gebildet wird, ähnlich wie das Lichtquant sich erst bei der Lichtemission bildet. Das angeregte und das nichtangeregte Atom sind nur zwei verschiedene Zustände des gleichen Atoms. Ganz analog sind auch Neutron und Proton zwei verschiedene Zustandsformen eines einzigen Gebildes, für das man den Namen Nukleon[1]) eingeführt hat.

Die wesentlichste Eigenschaft des Nukleons ist seine Masse von $1{,}66 \times 10^{-24}$ g. Wählt man als Masseneinheit ein Sechzehntel der Masse eines Sauerstoffatoms O^{16}, so ist die Masse des Neutrons 1,0089842, die des Protons 1,0075962. Die Neutronenmasse ist also um etwas über ein Promille größer als die Protonenmasse. In beiden Erscheinungsformen besitzt das Nukleon den gleichen Spin, der sich im Experiment wie ein Drehimpuls von der Größe $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ äußert (h ist das *Planck*sche Wirkungsquantum). Der Hauptunterschied zwischen den beiden Zustandsformen ist die elektrische Ladung des Protons, welche beim Neutron fehlt. Ebenso wie das Proton besitzt auch das Neutron ein magnetisches Moment, jedoch mit anderem Vorzeichen als

[1]) Von nucleus (lateinisch) = Kern.

jenes. Das heißt, das magnetische Moment steht so, als ob mit dem Spin eine negative Ladung rotierte.

Das magnetische Moment des Protons sollte nach der *Dirac*schen Theorie gleich einem Kernmagneton $\left(= \frac{e}{2\,mc} \cdot \frac{h}{2\,\pi}\right)$ sein. Tatsächlich ist es wesentlich größer, nämlich 2,79255 Kernmagnetonen. Beim Neutron sollte man als einem neutralen Teilchen überhaupt kein magnetisches Moment erwarten. Daß hier tatsächlich ein solches auftritt, und beim Proton ein wesentlich größeres, als es die einfache Theorie vorhersagt, ist darauf zurückzuführen, daß beide Formen des Nukleons von einem Mesonenfeld umgeben sind. Die Mesonen können sich zwar nicht dauerhaft ausbilden, da die Energie für die Bildung ihrer beträchtlichen Ruhmasse nicht zur Verfügung steht, aber jeweils für sehr kurze Zeit, die nach der Unbestimmtheitsrelation in der Größenordnung $\frac{\hbar}{m_M c^2} \sim 10^{-23}$ sec liegt (m_M ist hier die Mesonenmasse), sind sie doch virtuell vorhanden und liefern in Verbindung mit dem Spin des betreffenden Teilchens einen wesentlichen Anteil des magnetischen Moments. Auf die Bedeutung dieser Mesonenwolke für die Kernkräfte gehen wir gleich noch ein.

Durch die von *Dirac* aufgestellte Gleichung lassen sich auch die Energiezustände der Protonen und Neutronen beschreiben. Man folgerte daraus schon ziemlich lange, daß auch zu diesen Teilchen sogenannte Antiteilchen existieren müßten, ganz analog dem Verhältnis der Positronen zu den negativen Elektronen. Wegen ihrer großen Masse muß die Bildung dieser Antinukleonen sehr viel mehr Energie erfordern als die der „Antielektronen“, sie war daher bis vor kurzer Zeit mit den damals verfügbaren experimentellen Mitteln nicht durchzuführen. Erst durch das große Synchrotron in Berkeley, das Protonen mit mehr als 6 GeV liefert, wurde diese Möglichkeit geschaffen. Mit Hilfe dieses Apparats ist 1956 das Antiproton und 1957 das Antineutron sicher nachgewiesen und untersucht worden.

Abb. 142 auf Tafel V zeigt eine Blasenkammeraufnahme von einem Antiproton, das sich an dem Punkt A durch Ladungsaustausch in ein Antineutron verwandelt. Dessen Spur ist nicht sichtbar. Aber bei Punkt B zerstrahlt es zusammen mit einem Nukleon (wahrscheinlich einem Proton) in Mesonen. Es sind fünf Spuren geladener Mesonen zu sehen.

Wenn beim Stoß zwischen zwei Nukleonen im Schwerpunktsystem dieser beiden Teilchen mehr Energie zur Verfügung steht als $2\,m_N c^2$ (m_N ist die Masse eines Nukleons), so kann durch den Stoß ein neues Teilchenpaar gebildet werden, ein Nukleon (Proton oder Neutron) und ein Antinukleon. Dieses Antinukleon hat die gleiche Masse wie das zugehörige Nukleon, als Antiproton aber negative Ladung. Solange ein Antiproton nicht mit normalen Nukleonen zusammentrifft, ist es ein stabiles Teilchen. Zusammen mit einem Nukleon „zerstrahlt“ es aber in mehrere Mesonen, die ihrerseits, wie wir gleich näher beschreiben werden, sehr kurzlebige Teilchen sind

und sich bald weiter umwandeln. Die Mindestenergie, die ein auf Materie treffendes Proton haben muß, um einen „Nukleonenzwilling“ zu erzeugen, ist 5,7 GeV. Bei dieser hohen kinetischen Energie wirkt der getroffene Atomkern nicht mehr als Ganzes, denn die Bindungsenergie der einzelnen Nukleonen in ihm ist klein gegen diese kinetische Energie (siehe auch § 20). Daß die Schwellenenergie größer als $4\,mc^2$ ist, liegt daran, daß für den Beobachter im Laboratorium das aufgeschossene Teilchen wegen des relativistischen Massenzuwachses eine beträchtlich höhere Masse hat als das getroffene. Für die Bewegung des gemeinsamen Schwerpunkts ist also wesentlich mehr als die Hälfte der kinetischen Energie festgelegt. Die exakte Formel für die kinetische Energie eines Teilchens mit der Ruhmasse m_1, das beim Stoß auf ein Teilchen mit der Masse m_2 eben neue Teilchen mit der Gesamtmasse M erzeugen kann, ist

$$E_{\min} = Mc^2\,(m_1 + m_2 + M/2)\,m_2 \tag{1}$$

Setzen wir $m_1 = m_2 = m_p$ (Protonenmasse) und $M = 2\,m_p$ (Protonenzwilling), so erhalten wir $E_{\min} = 6\,m_p c^2$. Da $m_p c^2 = 931$ MeV, ergibt sich als Einsatzenergie für die Bildung eines Antiprotons 5,6 GeV in Übereinstimmung mit den Experimenten.

Für Elektronen oder Quanten als einfallende Teilchen ($m_1 \ll m_2$ oder M) würde sich $4\,Mc^2$, also 3,7 GeV, ergeben. Der Versuch ist noch nicht gemacht, da Maschinen, die Elektronen oder Gammaquanten entsprechend hoher Energie liefern, noch nicht zur Verfügung stehen.

Solange Antinukleonen nicht mit gewöhnlichen Nukleonen zusammenstoßen, sind sie ebenso wie die Positronen im entsprechenden Fall stabile Teilchen, soweit von der Betainstabilität des Antineutrons abgesehen wird. Es ist daher durchaus denkbar, daß Sternsysteme existieren, in denen die uns gewohnte Relation gerade umgekehrt ist, die also aus Antinukleonen und Positronen aufgebaut sind. Die Lichtemission von diesen Systemen wäre genau die gleiche wie aus den Nukleon-Elektron-Systemen. Wir können einem Spiralnebel nicht ansehen, ob es eine „normale“ Welt oder eine „Antiwelt“ ist. Erst wenn zwei solche Welten zusammentreffen, würde sich die in ihnen vorhandene Materie völlig in Strahlung umsetzen. Derartige Effekte sind bis jetzt nicht beobachtet. Hypothesen, nach denen einzelne besonders energiereiche Meteore, die einen großen Krater geschlagen haben, der aber keinerlei Meteorsubstanz mehr enthält, aus solcher Antimaterie aufgebaut gewesen seien, sind nicht haltbar. Die starke Strahlung hätte in erheblichem Maße Kernumwandlungen hervorgerufen, und es müßte möglich sein, die dadurch gebildete Radioaktivität nachzuweisen.

Eine dritte Art von Elementarteilchen sind die Lichtquanten oder Photonen. Diese verhalten sich in vieler Beziehung wesentlich anders als die bisher besprochenen Teilchenarten. Sie haben vor allem keine meßbare Ruhmasse, ein unbewegtes Quant ist überhaupt nicht feststellbar, alle beobachteten Quanten bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit fort. Ob das Lichtquant tatsächlich keine Ruhmasse besitzt oder ob diese nur so

klein ist, daß sie sich allen bisherigen Beobachtungen entzogen hat, ist nicht eindeutig zu entscheiden. Manche namhafte Theoretiker, zum Beispiel *Louis de Broglie*, neigen zu der letzteren Ansicht. Mit Bestimmtheit können wir sagen, daß eine etwa vorhandene Ruhmasse kleiner als 10^{-40} g sein muß. Eine von Null verschiedene Ruhmasse eines Lichtquants müßte sich dadurch zeigen, daß langwelliges, also energieärmeres Licht sich ein ganz klein wenig langsamer fortpflanzte als kurzwelliges. Dadurch müßten sehr ferne Doppelsterne, die durch gegenseitige Verdeckung eine Lichtveränderung zeigen, eine kleine Differenz in der Lichtphase zwischen rot und violett aufweisen. Ferner sollte der durch elektromagnetische Wellen (Radar) bestimmte Abstand des Mondes mit kurzen Wellen etwas kleiner herauskommen als mit langen Wellen. Außerdem müßten geringfügige Abweichungen vom *Coulomb*schen Gesetz auftreten, nach dem die zwischen zwei elektrischen Ladungen wirksamen Kräfte umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung sind. Diese Kräfte werden durch gegenseitige Zustrahlung virtueller Lichtquanten vermittelt. Hätten die Lichtquanten eine endliche Masse, so müßte dieses Gesetz noch einen zusätzlichen Faktor $e^{-\mu r}$ enthalten. In keinem Fall sind bisher positive Effekte beobachtet worden. Daraus kann die eben erwähnte obere Grenze für die Ruhmasse des Lichtquants errechnet werden. Die Bahnimpulsänderungen bei der Aussendung von Lichtquanten aus der Elektronenhülle der Atome zeigen, daß man dem Lichtquant den Spin 1 (Einheit $h/2\pi$) zuschreiben muß.

Man ist vielleicht erstaunt, daß die Quanten, also auch das Licht, überhaupt als Teilchen bezeichnet werden. *Newton* hatte das Licht zwar korpuskular aufgefaßt, jedoch mußten seine Anschauungen der *Huygens*schen Wellentheorie weichen. Heute wissen wir, daß alle denkbaren Teilchen, auch das Elektron, das Proton oder ein zusammengesetzter Kern, sowohl Eigenschaften einer Welle als auch Eigenschaften eines Körpers haben. Die Beobachtung eines einzelnen Teilchens zeigt dessen korpuskulare Eigenschaften, während eine Statistik über die Bewegung der Teilchen auf ein Wellenfeld führt. Bekannt ist ja, daß Elektronen, welche an einem Kristallgitter reflektiert werden, die gleichen Interferenzerscheinungen zeigen wie Röntgenquanten; das Auftreten von Interferenzen ist aber eine typische Welleneigenschaft. Die Erkenntnis der Dualität zwischen Welle und Korpuskel an allen physikalischen Elementargebilden ist vielleicht der wichtigste Fortschritt moderner Naturerkenntnis. Von den Welleneigenschaften der Neutronenstrahlung war in § 18 auf Seite 101 die Rede.

Man kann also mit gutem Recht auch die Quanten als Elementarteilchen bezeichnen. Die Masse eines bewegten Quants ist durch seine Energie bestimmt. Ein Lichtquant, dem eine Welle mit der Frequenz ν entspricht, hat die Energie $h\nu$ und somit die (kinetische) Masse $h\nu/c^2 = h/c\lambda$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit und λ die Wellenlänge der betrachteten Lichtart ist. Wichtig ist, daß das Wellenfeld einer Quantenstrahlung ein elektromagnetisches Feld ist. Darauf beruht deren starke Wechselwirkung mit jeder elektrisch geladenen Materie.

Alle bisher behandelten Elementarteilchen sind in freiem Zustand stabil, wenn man von der verhältnismäßig langsamen Betaumwandlung des Neutrons absieht. In den letzten Jahren hat man nun noch eine ganze Gruppe weiterer Teilchen gefunden, die heute zu den Elementarteilchen gerechnet werden und die alle, auch in freiem Zustand, sehr kurze Lebensdauer haben. Nur bei einem von ihnen übersteigt die mittlere Lebensdauer eine Mikrosekunde. Die ersten Beobachtungen dieser Teilchen waren durch Untersuchung der kosmischen Strahlung gewonnen worden. Vor allem durch Nebelkammeraufnahmen und durch Auswertung von Kernplatten (s. §§39 und 40), die in großen Höhen exponiert worden waren, hatte man nachweisen können, daß Teilchen existieren, deren Masse zwischen der eines Elektrons und der eines Protons liegt. Wegen dieser mittleren Lage des Massenwerts gab man ihnen den Namen Mesonen[1]).

Als Symbol für diese Teilchen verwendete man den griechischen Buchstaben μ. Bei ihrer Untersuchung zeigte sich, daß diese μ-Mesonen, oder wie man heute kürzer sagt Myonen, alle als Sekundärprodukte anderer Mesonen entstanden waren, die man primäre Mesonen oder π-Mesonen nannte. Heute sagt man gewöhnlich kurz Pionen. Diese wiederum entstehen beim Zusammenstoß energiereicher Nukleonen miteinander. Die in der kosmischen Strahlung beobachteten Pionen entstehen insbesondere dadurch, daß die energiereichen Protonen, welche die primäre Komponente dieser Strahlung bilden und aus dem Weltraum auf die Erde kommen, bereits in den hohen Schichten der Atmosphäre mit Atomkernen zusammenstoßen.

Eingehende weitere Untersuchungen haben noch eine dritte Art von Mesonen zu unserer Kenntnis gebracht, die sogenannten K-Mesonen, deren Masse wesentlich höher als die eines Pions liegt, etwa bei der halben Protonenmasse. Darüber hinaus fand man eine Reihe von Teilchen, die schwerer als die Protonen sind. Sie wurden als Hyperonen bezeichnet.

Wir wollen erst die Eigenschaften des Pions näher betrachten. Dieses ist das wichtigste von all diesen neuen Teilchen, denn es ist nach Auffassung der heutigen Theorie für das Vorhandensein der Kernkräfte, das heißt, der spezifischen zwischen den Nukleonen wirksamen Kräfte, verantwortlich. Das Pion tritt in drei Formen auf, neutral und positiv oder negativ geladen. Die Masse der geladenen Pionen ist 273,3 Elektronenmassen, die der neutralen 264,4.

Die positiv geladenen Pionen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $2{,}2 \times 10^{-8}$ sec in ein Myon und ein neutrales Teilchen, das nicht weiter mit Materie reagiert, also offenbar ein Neutrino ist. Die Zerfallsenergie für diesen Prozeß, den π-μ-Zerfall, ist 33,9 MeV. Da nur zwei Teilchen entstehen, bekommen Myon und Neutrino beim Zerfall eines ruhenden Pions den gleichen Impuls. Daraus läßt sich berechnen, daß das Myon 4,1 MeV mitnimmt, der Rest von 29,8 MeV geht auf das Neutrino. Alle beim π-μ-Zerfall entstehenden Myonen haben daher die gleiche Reich-

---

[1]) Von μέσον = das Mittlere.

weite, in Kernplatten 0,6 mm. Auch bei negativ geladenen Pionen wird diese Zerfallsart beobachtet mit dem Unterschied, daß hier ein negativ geladenes Myon entsteht. Ein weiterer Unterschied besteht darin, daß dieser Zerfall fast nur im Fluge beobachtet werden kann; denn wenn ein negativ geladenes Pion in Materie zur Ruhe kommt, wird es infolge der elektrostatischen Anziehungskräfte sofort in einen Kern stürzen und sich mit diesem vereinigen. Sein Massenäquivalent erscheint dann als Anregungsenergie des Kerns und veranlaßt diesen, eine erhebliche Zahl von Protonen und Neutronen, gelegentlich auch Alphateilchen, zu emittieren. Geschieht dieses Ereignis in einer photographischen Platte, so sieht man einen „Stern“ am Ende der Pionenspur. In sehr seltenen Fällen (1 unter 13000) zerfällt das Pion auch direkt in ein Elektron und ein Neutrino. Hier bekommen wegen der kleinen Ruhmasse des Elektrons beide Zerfallsprodukte praktisch die gleiche Energie von je 70 MeV.

Die wichtigste Erzeugungsmethode für Pionen besteht darin, daß man Protonen mit einer Energie von mindestens 200 MeV auf Materie aufschießt. Dabei ist die Ausbeute an Mesonen bei den schwersten Elementen etwa um einen Faktor 4 größer als bei den leichten. Bei der Beschießung mit Protonen erhält man bevorzugt positiv geladene π-Mesonen. Schießt man statt der Protonen entsprechend schnelle Neutronen auf Materie, so erhält man umgekehrt mehr negative Mesonen. Das Verhältnis von positiven zu negativen Mesonen ist zum Beispiel bei der Beschießung von Kohlenstoff mit 345-MeV-Protonen 4,8:1, bei Beschießung mit 270-MeV-Neutronen 1:14. Geht man zu schweren Elementen über, wird der Unterschied in den Ausbeuten zwischen den Mesonen der beiden Vorzeichen geringer. Beim Zusammenstoß von Protonen mit Protonen erhält man nur positive π-Mesonen.

Diese Reaktion läßt sich auch in der umgekehrten Richtung beobachten, indem man positive π-Mesonen auf Deuterium schießt. Der Versuch ist deswegen wichtig, weil sich theoretisch zeigen läßt, daß man bei genauer Kenntnis der beiderseitigen Reaktionswahrscheinlichkeiten den Spin I des π^+-Mesons errechnen kann. Es ergab sich aus diesem Versuch eindeutig $I = 0$.

Die Umwandlung eines neutralen Pions verläuft wesentlich anders als die eines geladenen. Dessen mittlere Lebensdauer ist kleiner als 10^{-15} sec. Selbst wenn es so energiereich ist, daß seine Geschwindigkeit schon der Lichtgeschwindigkeit nahekommt, fliegt es nur wenige Zehntel μ von seinem Entstehungsort weg. Diese kurze Bahnstrecke kann praktisch nicht beobachtet werden. Es zerfällt in 98,8% aller Fälle in zwei Gammaquanten, in 1,2% in einen Elektronenzwilling und ein Gammaquant und nur in 0,004% in zwei Elektronenzwillinge. Ein Prozeß, der zur Bildung von neutralen Pionen führt, ist zum Beispiel $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Die Winkelverteilung der entstehenden Gammaquanten zeigt, daß diese nicht schon direkt entstanden sind, sondern daß ein neutrales Teilchen von sehr kurzer Reichweite erst den gemeinsamen Impuls der beiden getragen hatte.

Die Bestimmung der Reaktionsenergie und damit der exakten Masse des entstandenen π^0-Teilchens kann durch genaue Messung der Bahnkrümmung der beteilig-

ten geladenen Teilchen im Magnetfeld erfolgen, wenn man auch die Energie und Richtung der Gammaquanten erfassen kann. Dies ist vor allem in Blasenkammern (s. § 39) möglich, in denen die Gammaquanten nach einer gewissen Wegstrecke Elektronenzwillinge bilden, auf die sie ihre gesamte Energie übertragen.

Das Myon hat 206,9 Elektronenmassen. Myonen kommen positiv und negativ geladen vor, aber es gibt keine neutralen. Am Ende der Bahn von positiven Myonen entsteht regelmäßig ein neues Teilchen, das sich leicht als Positron identifizieren läßt. Im Gegensatz zu den Myonen beim π-μ-Zerfall zeigen diese Positronen keine einheitliche Reichweite. Ihre Energie geht kontinuierlich von 0 bis 52,8 MeV. Das Auftreten eines kontinuierlichen Spektrums ist ein Beweis dafür, daß mehr als zwei Teilchen entstehen; denn dann geben die beiden Gleichungen für die Energieerhaltung und die Impulserhaltung keine eindeutigen Lösungen mehr. Die zugleich mit dem Positron entstehenden weiteren Teilchen sind neutral und zeigen keinerlei Wechselwirkung mit Materie. Man nimmt daher an, daß es Neutrinos sind. Man vermutet, daß gleichzeitig ein Neutrino und ein Antineutrino gebildet werden.

Die negativen μ-Mesonen werden gewöhnlich von Atomkernen eingefangen. Trotzdem sind am Ende einer μ-Mesonenspur nur in sehr seltenen Fällen Sterne, das heißt Kernzertrümmerungen, zu beobachten. Das kommt daher, daß das eintretende μ-Meson sich wegen seines halbzahligen Spins nicht ohne weiteres mit dem Kern vereinigen kann; denn die Nukleonenzahl und damit die Ganzzahligkeit beziehungsweise Halbzahligkeit des Kernspins wird ja durch einen derartigen Prozeß nicht geändert. Beim Einfang des negativen Myons muß also ein Teilchen mit dem Spin $1/2$ ausgestoßen werden. Man nimmt an, daß dieses auch ein Neutrino ist und daß es den größten Teil der Energie mitnimmt. Die im Kern verbleibende Anregungsenergie reicht im allgemeinen noch zur Aussendung nicht sehr energiereicher Neutronen aus. Diese Neutronen sind tatsächlich beobachtet worden. Es sind pro eingefangenem Myon im Durchschnitt etwa zwei. Die Reaktion des negativen Myons im Kern ist also offenbar $\mu^- + p \to n + \nu$. Die Myonen haben eine Halbwertszeit von $3{,}20 \times 10^{-6}$ sec.

Diese Zeit wurde dadurch bestimmt, daß in einer speziellen Zählrohrschaltung direkt die Zeiten gemessen wurden, die vergingen zwischen dem Eintritt eines Myons in einen Bleiklotz und dem Wiederaustritt des beim Zerfall entstandenen Positrons. Interessant ist, daß sich aus der beobachteten Schwächung der Höhenstrahlung durch die Atmosphäre auch ein Wert für die Halbwertszeit der Myonen errechnen läßt, der aber etwa um zwei Zehnerpotenzen höher liegt. Das kommt daher, daß sich die betreffenden Teilchen nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, so daß die aus der Relativitätstheorie folgende Zeitdilatation sehr große Werte annimmt. Die Halbwertszeit für einen mit dem Myon bewegten Beobachter wäre ebenfalls nur drei Mikrosekunden.

Die negativen Myonen werden von den Atomkernen der durchstrahlten Materie stark angezogen und befinden sich daher, sobald sie zur Ruhe gekommen sind, analog

einem Elektron in einem quantenmäßig erlaubten Energiezustand in unmittelbarer Nähe eines Atomkerns. Im allgemeinen ist der Durchmesser der zugehörigen K-Schale (wir müssen uns hier eine Art Atom aus Kern und negativem Myon vorstellen) nicht wesentlich größer als der Kerndurchmesser; das betreffende Myon wird daher sehr schnell vom Kern eingefangen. Nur bei den leichtesten Kernen, insbesondere bei Kohlenstoff, ist wegen des verhältnismäßig kleinen Kerndurchmessers und des gleichzeitig großen Durchmessers der zugehörigen K-Schale die Wahrscheinlichkeit für das Einfangen noch so klein, daß in solcher Materie auch ein direkter Zerfall der negativ geladenen μ-Mesonen in gleicher Weise wie bei den positiv geladenen zu beobachten ist. Die Wahrscheinlichkeit für das Einfangen dieser Teilchen steigt mit der vierten Potenz der Kernladung des Bremsmaterials an.

Nach Auffindung der bisher aufgezählten Teilchen sah man zunächst keinen theoretischen Grund noch weitere anzunehmen. Als dann doch solche gefunden wurden und diese zum Teil unerwartete Eigenschaften zeigten, fand man das seltsam und bezeichnete daher die neugefundenen Teilchen als „seltsame Teilchen“ (englisch: strange particles). Das erste dieser Teilchen war das K-Meson. Es kommt, wie das Pion, neutral und positiv oder negativ geladen vor. Auffallend ist die große Mannigfaltigkeit seiner Zerfallsmöglichkeiten. Sie ist so groß, daß man zunächst an eine Vielzahl verschiedener Teilchen glaubte, die man mit den griechischen Buchstaben τ, χ, ϑ, $\varkappa$ bezeichnete. Später bürgerte sich ein, die Zerfallsmöglichkeit als Index rechts an das K zu schreiben. Dabei bedeutet der erste griechische Buchstabe, ob der Zerfall in ein Pion (π), Myon (μ) oder Elektron (β) erfolgt, die folgende Zahl, ob bei dem Zerfall zwei oder drei Teilchen entstehen. So bedeutet $K^+_{\pi 3}$ ein positiv geladenes K-Meson, das in drei Pionen zerfällt, entweder nach der Reaktion $K^+_{\pi 3} \rightarrow 2\,\pi^+ + \pi^-$ oder $K^+_{\pi 3} \rightarrow \pi^+ + 2\,\pi^0$.

Die verschiedenen beobachteten Zerfallsarten des positiven K-Mesons zeigt Tabelle I im Anhang. Vermutlich gibt es ebensoviele Zerfallsmöglichkeiten zum negativen K-Meson, jedoch sind sie hier nicht so gut bekannt, da das negative K-Meson in den meisten Fällen, ähnlich wie das negative Pion, mit einem Kern reagiert, bevor es zerfallen ist. Die Halbwertszeit der geladenen K-Mesonen ist $1{,}5 \times 10^{-8}$ sec. Etwas komplizierter scheinen die Verhältnisse bei den neutralen K-Mesonen zu liegen. Eine Reihe von Beobachtungsergebnissen weist darauf hin, daß es zwei Sorten neutraler K-Mesonen gibt, von denen die einen, mit etwa 10^{-10} sec mittlerer Lebensdauer, in zwei, die anderen, mit etwa 10^{-8} sec mittlerer Lebensdauer, in drei Teilchen zerfallen.

Die sogenannten Hyperonen, also die Elementarteilchen, die schwerer als Nukleonen sind, entstehen beim Zusammenstoß sehr energiereicher Pionen mit Nukleonen oder beim Zusammenstoß sehr energiereicher Nukleonen miteinander. Man bezeichnet sie alle mit großen griechischen Buchstaben. Es gibt drei Gruppen. Das Λ-Teilchen mit 2181 Elektronenmassen kommt nur neutral vor. Es verwandelt sich nach einer mittleren Lebensdauer von $2{,}4 \times 10^{-10}$ sec in $2/3$ der Fälle in $p + \pi^-$, in $1/3$ in $n + \pi^0$ um.

Die Σ-Teilchen kommen neutral und mit beiden Vorzeichen geladen vor. Das negative hat eine mittlere Lebensdauer von $1{,}7 \times 10^{-10}$ sec, eine Masse von 2342 Elektronenmassen und geht in $n + \pi^-$ über. Die positiven Σ-Teilchen mit einer mittleren Lebensdauer von $0{,}8 \times 10^{-10}$ sec haben zwei Umwandlungsmöglichkeiten: $p + \pi^0$ und $n + \pi^+$. Die neutralen mit einer mittleren Lebensdauer von weniger als 10^{-11} sec verwandeln sich immer in $\Lambda + \gamma$. Die Masse der negativen und der neutralen ist nach den vorliegenden Messungen gleich, nämlich 2325 Elektronenmassen.

Das letzte und schwerste Teilchen ist das Ξ-Teilchen mit einer Masse von 2583 Elektronenmassen. Es ist immer negativ geladen und verwandelt sich nach einer mittleren Lebensdauer von rund 2×10^{-10} sec in $\Lambda + \pi^-$. Aus theoretischen Gründen wird angenommen, daß es auch noch ein neutrales Ξ-Teilchen gibt, das aber bisher nicht beobachtet worden ist. Aus ihrem Zerfallsschema kann man schließen, daß alle Hyperonen halbzahligen Spin haben.

Die Bildung der seltsamen Teilchen, also der Hyperonen und K-Mesonen, erfolgt immer nur paarweise. Wenn bei einem Zusammenstoß zwischen zwei Nukleonen oder einem Nukleon und einem Pion eines davon gebildet wird, entsteht immer auch ein zweites, das allerdings vom ersten verschieden sein kann. Es kann zum Beispiel neben einem Λ-Teilchen als zweites ein K-Meson entstehen. Es gibt nach allen bisherigen Erfahrungen keinen Prozeß, bei dem nur ein Teilchen dieser Art gebildet wird.

Statt der zwei Elementarteilchen der dreißiger Jahre kennt man heute zweiundzwanzig. Man muß daher suchen, weitere Ordnung in ihr System zu bringen. Es ist sicher nicht so, daß man einige von ihnen als Urteilchen auffassen kann und die anderen als Gebilde, die aus diesen Urteilchen zusammengesetzt sind. Wenn man bei einem Elementarteilchen sagen will, es ist aus anderen Teilchen zusammengesetzt, so muß man sich erst darüber klarwerden, was man unter zusammengesetzt versteht. Daß ein Teilchen in zwei andere aufspaltet, ist sicher kein Beweis, daß es aus diesen beiden vorher zusammengesetzt war. Die beiden Spaltteilchen können ja auch erst im Augenblick der Spaltung entstanden sein. Wir haben diese Frage schon auf Seite 162 diskutiert, um zu zeigen, daß ein Neutron nicht ein zusammengesetztes Gebilde aus Proton und Elektron sein kann. Offenbar werden also bei einem Prozeß nicht die Teilchen selbst erhalten, aber für eine Reihe von diesen Teilchen anhaftenden Eigenschaften gelten Erhaltungssätze. Einige dieser Erhaltungssätze sind schon aus der klassischen Physik bekannt. So muß zum Beispiel der Impuls des gesamten, am Prozeß beteiligten Systems erhalten bleiben. Das gleiche gilt für den Drehimpuls. Weiter gilt der Energieerhaltungssatz unter Einbeziehung des Energieäquivalents der beteiligten Massen. Die Relativitätstheorie faßt übrigens Energieerhaltungssatz und Impulserhaltungssatz in einen Satz zusammen. Alle genannten Erhaltungssätze lassen sich auch aus den Symmetrieeigenschaften des relativistischen Raum-Zeit-Kontinuums ableiten. Die elektrische Ladung muß erhalten bleiben, allerdings nicht die Absolutwerte der Ladung, sondern nur die Ladungssumme. Wenn ein Elektronenpaar zerstrahlt, werden die einzelnen Ladungen vernichtet, aber die Ladungssumme

ist vor und nach dem Prozeß null. Noch deutlicher ist dies bei der Umwandlung eines geladenen K-Teilchens in drei Pionen. Hier können ein geladenes und zwei neutrale Pionen entstehen oder zwei mit dem Vorzeichen des K-Teilchens und eines mit entgegengesetztem Vorzeichen. Beide Male bleibt die Ladungssumme erhalten.

Ein neuer Erhaltungssatz gilt offenbar in bezug auf die am Prozeß beteiligten schweren Teilchen, wobei unter schweren Teilchen neben den Nukleonen alle Teilchen zu verstehen sind, die schwerer sind als diese, also alle Hyperonen. Als Sammelbegriff für Nukleonen und Hyperonen verwendet man gelegentlich das Wort Baryonen[1]).

Bei den Baryonen muß man, ähnlich wie bei der elektrischen Ladung, die Zahl der normalen Teilchen positiv, die der Antiteilchen negativ rechnen. Bei dieser Rechnungsart ist der Erhaltungssatz der Baryonenzahl bei der Zerstrahlung eines Protons mit einem Antiproton nicht verletzt.

Ein weiterer Erhaltungssatz scheint für die Gruppe Myonen, Elektronen und Neutrinos zu gelten, wobei ebenfalls die Antiteilchen negativ zu rechnen sind. Man faßt diese drei Gruppen unter dem Namen Leptonen[2]) zusammen. Wenn diese Regel gilt, muß zum Beispiel ein doppelter Betazerfall ohne gleichzeitige Aussendung von Neutrinos unmöglich sein (s. S. 73), was ja auch die experimentellen Befunde nahelegen.

Kein Erhaltungssatz gilt für die Zahl der Pionen, weder für diese allein, noch in Kombination mit anderen Teilchen. Ebensowenig gilt einer für die Zahl der Lichtquanten.

Die genannten Erhaltungssätze genügen aber noch nicht vollständig, um den Schlüssel für alle beobachteten Umwandlungsmöglichkeiten zu geben. Es sind also bisher offenbar noch gewisse Eigenschaften nicht beachtet worden. In der theoretischen Physik wurden daher in der letzten Zeit einige neue Begriffe eingeführt, die eine durch eine Zahl charakterisierbare Eigenschaft umfassen.

Einer dieser Begriffe ist der „isotope Spin“. Der Name ist etwas unglücklich gewählt. Mit Isotopen besteht gar kein Zusammenhang, mit dem Spin nur eine ganz formale mathematische Analogie bei gewissen Rechenoperationen. Gelegentlich wird dafür auch der Ausdruck isobarer Spin gebraucht, da die Träger der verschiedenen Komponenten des gleichen IS[3]) isobaren (= gleichschweren) Teilchen angehören. Neuerdings wird auch der Ausdruck Isospin gebraucht. Um zu erläutern, was mit dem Begriff IS gemeint ist, betrachten wir zunächst mögliche Zustände eines Atomkerns, und zwar der Einfachheit halber des Kerns mit der Masse 2. Als stabilen Vertreter eines solchen Kerns kennen wir nur das Deuteron,

---

[1]) Griechisch βαρύς = schwer.

[2]) Griechisch λέπτος = leicht.

[3]) Um Verwechslungen zu erschweren, wollen wir in diesem Paragraphen das Wort isotoper Spin immer mit IS abkürzen. Wo Spin ausgeschrieben steht, ist der mechanische Drehimpuls gemeint.

also ein Gebilde, das aus einem Proton und einem Neutron besteht. Nun weiß man aber, daß die Kernkräfte, also die Kräfte, welche die Nukleonen im Kern zusammenhalten, von der Ladung der Nukleonen unabhängig sind. Warum gibt es dann nicht einen analogen Kern, der aus zwei Neutronen oder aus zwei Protonen besteht? Der Grund liegt in dem von *Pauli* aufgestellten Prinzip, daß sich zwei identische Teilchen nicht im gleichen Zustand befinden können. Das Deuteron hat im Grundzustand den Spin 1, das heißt, der Spin von Proton und Neutron ist parallel gerichtet. Wäre nicht der Ladungsunterschied, würden sich die beiden Nukleonen genau im gleichen Zustand befinden und das ist nach dem Pauli-Prinzip nicht möglich. Anders liegen die Verhältnisse beim ersten angeregten Zustand des Deuterons, bei dem die Spins antiparallel stehen, in dem der Kern also den Gesamtspin 0 hat. Dieser Zustand ist gerade nicht mehr stabil. Er liegt etwa 2,3 MeV über dem Grundzustand, während die Bindungsenergie der beiden Nukleonen im Deuteron nur 2,2 MeV beträgt. Aus dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Streuung von Neutronen an Protonen (s. S. 108) ist aber dieser Zustand experimentell gut bekannt. In diesem Zustand haben die beiden Nukleonen entgegengesetzten Spin, sind also durch diesen unterscheidbar. Es muß daher für das Biproton und für das Bineutron auch einen entsprechenden Zustand geben. Man hat ihn bei der Streuung von Protonen an Protonen auch nachgewiesen. Er führt aber natürlich auch da eben nicht mehr auf ein stabiles Gebilde.

Man bezeichnet nun rein formal als IS eines Zustandes eine Größe $I = \frac{z-1}{2}$, wobei z die Zahl der Möglichkeiten angibt, durch die der betreffende Zustand, jedesmal mit verschiedener Ladung, realisiert werden kann. Für den Grundzustand eines Deuterons gibt es nur eine solche Möglichkeit, also ist $z = 1$ und $I = 0$. Für den ersten angeregten Zustand gibt es drei Möglichkeiten: Bineutron, angeregtes Deuteron und Biproton, also ist $z = 3$ und $I = 1$.

Auch den Elementarteilchen kann man auf diese Weise einen IS zuschreiben. Für die Nukleonen gibt es zwei Möglichkeiten, Proton und Neutron; aus $z = 2$ folgt $I = \frac{1}{2}$. Für das Elektron gibt es nur eine Möglichkeit, also ist $I = 0$.

Das Positron wird nicht als zweite Möglichkeit gerechnet, es ist das Antiteilchen zum Elektron, nicht eine andere Form desselben. Man sieht das unter anderem daraus, daß die dazwischenliegende Form mit der Ladung 0 nicht realisiert ist. Bei den verschiedenen, zum gleichen isotopen Spin gehörigen Zuständen müssen aber alle Komponenten vertreten sein, das heißt, die verschiedenen Zustände müssen sich in der Ladung jeweils um eine Einheit unterscheiden.

Bei Teilchen, die der Fermi-Statistik folgen — also halbzahligen Spin haben — ist die Unterscheidung von Teilchen und Antiteilchen immer eindeutig. Bei Teilchen mit ganzzahligem Spin ist es nicht ohne Willkür möglich zu sagen, ob zwei sonst gleiche

Teilchen mit entgegengesetzter Ladung Teilchen und Antiteilchen sind, oder ob sie sich nur durch die Einstellung des IS unterscheiden. Da kein Erhaltungssatz für die Mesonen gilt, kann sich ein Paar π^+ und π^- immer in Photonen umwandeln, also „zustrahlen", unabhängig davon, ob man sie als Teilchen und Antiteilchen auffaßt oder nicht. Beim Pion rechnet man π^-, π^0 und π^+ als drei Einstellmöglichkeiten des IS und gibt diesem damit den Wert 1. Beim K-Meson faßt man das positive und das negative als Teilchen und Antiteilchen auf, so daß sich für jedes mit dem neutralen K-Teilchen zusammen der isotope Spin $\frac{1}{2}$ ergibt. Dann erhält man auch den richtigen Wert für die gleich noch zu besprechende „Fremdheit". Die beobachteten zwei Arten von K_0-Mesonen mit verschiedener Lebensdauer sind vermutlich beide eine Kombination aus K und Anti-K. Wenn man diese Festsetzung trifft, so scheint für den IS ein ähnlicher Erhaltungssatz zu gelten wie für den mechanischen Spin. Durch die Befolgung dieses Erhaltungssatzes werden gewisse zusätzliche Auswahlregeln für die möglichen Umwandlungen festgelegt.

Um die einzelnen zum gleichen IS gehörigen Möglichkeiten zu unterscheiden, spricht man von der z-Komponente des IS I_z. Beim Proton ist $I_z = \frac{1}{2}$, beim Neutron $I_z = -\frac{1}{2}$; beim Pion hat man für π^+, π^0 und π^- die z-Komponenten $I_z = 1, 0, -1$. Man beachte, daß I_z nur dann die gleiche Zahl wie die Ladung ergibt, wenn I_z ganzzahlig ist und der Ladungsschwerpunkt für alle Komponenten des IS gerade bei Null liegt.

Eine weitere Eigenschaft läßt sich aus dem isotopen Spin ableiten, die in der theoretischen Literatur als „Seltsamkeit" oder auch „Fremdheit" (englisch: strangeness) bezeichnet wird. Der Ladungsschwerpunkt für die verschiedenen, zum gleichen IS gehörigen Komponenten werde mit Q bezeichnet. Beim Nukleon ist also $Q = \frac{1}{2}$, beim Pion $Q = 0$ usw. Dann bezeichnet bei Baryonen die Zahl $S_B = \frac{2Q-1}{2}$, bei Mesonen die Zahl Q selbst die Seltsamkeit des Teilchens, oder allgemein $S = 2Q - N_B/2$, wobei N_B die Zahl der Baryonen (0 oder 1) bezeichnet. Abb. 68 zeigt ein von *Gell-Mann* gegebenes Schema, aus dem man isotopen Spin und Seltsamkeit der in Frage kommenden Teilchen ablesen kann. Die Erfahrung zeigt, daß bei einer gewissen Gruppe von Umwandlungen, die man als Reaktionen mit starker Wechselwirkung bezeichnet, auch für die Seltsamkeit ein Erhaltungssatz gilt. Diese Regel beinhaltet die experimentell gefundene Tatsache, daß seltsame Teilchen immer gleich paarweise gebildet werden, was wir oben schon erwähnt haben.

Die Bildung aller dieser seltsamen Teilchen erfolgt während eines Zusammenstoßes zwischen Nukleonen oder zwischen Nukleon und Pion. Die Stoßpartner

haben im allgemeinen sehr hohe Energie, ihre Geschwindigkeit liegt daher schon in der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit. Die Durchmesser dieser Teilchen haben die Größenordnung 10^{-13} cm. Daraus ergibt sich, daß die Stoßdauer in der Größenordnung 10^{-23} sec liegt. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung dieser Teilchen liegt aber in der Größenordnung eines geometrischen Teilchenquerschnitts, das heißt, die Zeitkonstante für den Bildungsprozeß der neuen Teilchen muß in der Größenordnung 10^{-23} sec liegen. Nun sollte nach einem allgemeinen Grundsatz die für den inversen Prozeß oder für eine entsprechende weitere Umbildung des neuen Teilchens erforderliche Zeit in der gleichen Größenordnung liegen. Tatsächlich finden wir aber Halbwertszeiten um die Größenordnung 10^{-9} sec, die also um 14 Zehnerpotenzen länger sind. Man bezeichnet nun Wechselwirkungen der ersten Art mit einer Zeitkonstante in der Gegend von 10^{-23} sec als starke Wechselwirkungen. In diese Gruppe würden auch die elektrischen Wechselwirkungen gehören, also die Wechselwirkungen auf Grund der Coulomb-Kräfte. Für sie liegt diese Konstante in der Größenordnung 10^{-20} sec. Typisch starke Wechselwirkungen sind auch die zwischen Nukleonen und Pionen. Die Wechselwirkungen mit einer Zeitkonstante in der Größenordnung 10^{-9} sec bezeichnet man als schwache Wechselwirkungen. Hierzu gehören insbesondere alle Wechselwirkungen, an denen Neutrinos beteiligt sind.

Teilchen	IS	Fremdheit	Ladung -1	Ladung 0	Ladung 1
	1/2	0		n	p
	1/2	0	$\bar{p}$	$\bar{n}$	
	0	-1		Λ	
	0	+1		$\bar{\Lambda}$	
	1	-1	Σ^-	Σ^0	Σ^+
	1	+1	$\bar{\Sigma}^-$	$\bar{\Sigma}^0$	$\bar{\Sigma}^+$
	1/2	-2	Ξ^-	Ξ^0	
	1/2	+2		$\bar{\Xi}^0$	$\bar{\Xi}^+$
	1	0	π^-	π^0	π^+
	1/2	+1		K^0	K^+
				$\{K_1^0, K_2^0\}$	
	1/2	-1	$\bar{K}^-$	$\bar{K}^0$	

Abb. 68. Schema der Baryonen und Mesonen zur Illustration der Begriffe IS und Fremdheit (nach *Gell-Mann*). • gibt den jeweiligen Ladungsschwerpunkt an.

Die Anstrengungen der namhaftesten theoretischen Physiker sind heute darauf gerichtet, die Existenz dieser Vielzahl von Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen aus einem einheitlichen Ansatz heraus zu erklären, sie also auf ein gemeinsames „Urfeld" zurückzuführen. Diese Theorie müßte auch über die besonders

schwache Wechselwirkung, die wir als Gravitation kennen, etwas aussagen und ein Bild von etwaigen Gravitationsquanten geben.

Hier ist die Wechselwirkung noch einmal um einen Faktor von der Größenordnung 10^{25} kleiner als bei der schwachen Wechselwirkung, die zugehörige charakteristische Zeitkonstante liegt in der Größenordnung 10^9 Jahre, ist also vergleichbar mit dem sogenannten „Weltalter".

Ein weiteres Elementarteilchen haben wir bei der Besprechung der Betastrahlung in § 15 kennengelernt, nämlich das Neutrino. Da die Existenz des Neutrinos fast nur auf indirektem Wege erschlossen werden kann, ist es auch nicht möglich, sehr bestimmte Aussagen über seine Eigenschaften zu machen. Die Ruhmasse eines Neutrinos ist sehr klein, sicher um Größenordnungen kleiner als die Elektronenmasse, wahrscheinlich ist sie exakt gleich Null. Daher muß sich ebenso wie das Lichtquant auch das Neutrino immer mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen. Das Neutrino hat keine elektrische Ladung. Es hat auch in wesentlichem Gegensatz zum Lichtquant kein elektromagnetisches Wellenfeld.

Viel diskutiert wurde die Frage, ob es zum Neutrino ein Antiteilchen, also ein Antineutrino gibt und wenn ja, wie sich diese beiden unterscheiden.

Schon auf Seite 72 haben wir erwähnt, daß im Prinzip eine experimentelle Unterscheidung möglich ist, wenn es gelingt, die Wechselwirkung von Neutrinos mit Nukleonen sicher nachzuweisen. Falls es nur eine Sorte von Neutrinos gäbe, müßte bei vielen Kernen mit geradzahligem Atomgewicht, die praktisch stabil sind und sich im Atomgewicht um zwei Einheiten unterscheiden, eine doppelte Betastrahlung eben noch zu beobachten sein. Die experimentellen Befunde sprechen gegen diese Möglichkeit. Die Halbwertszeit einer energetisch möglichen doppelten Betastrahlung ist offenbar in allen Fällen so lang, daß sie mit den heutigen Mitteln völlig unbeobachtbar ist. Daraus folgt nach den gegenwärtigen theoretischen Vorstellungen, daß neben den beiden Elektronen auch noch zwei gleichartige Neutrinos entstehen müssen, die sich nicht gegenseitig vernichten können. Nach der schon erwähnten Theorie von *Lee* und *Yang* (s. S. 79) unterscheiden sich die beiden Sorten von Neutrinos dadurch, daß beim einen der Spin immer parallel zu seinem Impuls steht, so daß dieses Teilchen eine Rechtsschraube bildet, beim anderen muß es gerade umgekehrt sein. Das rechtsspiralige, bei dem Spin und Impuls parallel stehen, nennt man Neutrino, das linksspiralige Antineutrino.

Tabelle I im Anhang gibt eine Übersicht über alle bekannten Elementarteilchen und ihre Eigenschaften.

§ 25. *Systematik der Atomkerne*

Ein Atomkern ist nach *Heisenberg* aus Protonen und Neutronen aufgebaut. Diese beiden Elementarteilchen können innerhalb des Kerns wechselseitig ineinander übergehen, wenn durch den Übergang Energie gewonnen wird. Die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton erfolgt dabei durch Ausstrahlung eines negativen

Elektrons und eines Antineutrinos, die entgegengesetzte Umwandlung durch Ausstrahlung eines Positrons oder durch Aufnahme eines Hüllenelektrons und gleichzeitige Ausstrahlung eines Neutrinos. Es gibt nun für jedes vorgegebene Atomgewicht ein ganz bestimmtes Verhältnis von Neutronen zu Protonen, für das der Energieinhalt des Kerns ein Minimum wird.

Die genaue Lage dieses Minimums ist von der individuellen Lage der niedrigsten Energieterme für Neutronen und Protonen im Kern bestimmt. Man kann sie jedoch auf Grund einer Näherungsformel für die gesamte Bindungsenergie des Kerns abschätzen. Diese Näherungsformel muß folgende Form haben

$$B \sim \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \alpha_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \alpha_5 \frac{\delta(A, Z)}{A^{3/4}}. \tag{1}$$

Die Bedeutung der einzelnen Summanden ist leicht einzusehen. Der Hauptanteil der Bindungsenergie eines Kerns entsteht dadurch, daß zwischen den einzelnen Nukleonen und ihren unmittelbaren Nachbarn Bindungskräfte auftreten, eben die schon oft erwähnten Kernkräfte. Der darauf zurückzuführende Anteil der Bindungsenergie ist also proportional der Nukleonenzahl A.

Dabei ist nicht berücksichtigt, daß die Kerne an der Oberfläche nur auf einer Seite Nachbarn haben. Die Bindungsenergie dieser Oberflächennukleonen ist daher kleiner als die der im Innern liegenden. Um dem Rechnung zu tragen muß ein der Oberfläche proportionales Glied abgezogen werden. Dieses Glied ist also proportional $A^{2/3}$.

Die Protonen im Kern stoßen sich gegenseitig ab. Die Abstoßung ist eine Fernwirkungskraft, es wirken alle Protonen auf alle anderen. Die Protonenzahl Z muß daher quadratisch in das entsprechende Glied der Energiegleichung eingehen. Bei großen Kernen stehen die Protonen im Mittel weiter auseinander als bei kleinen. Da das *Coulomb*sche Potential einer elektrischen Ladung umgekehrt proportional mit dem Abstand abnimmt, muß dieses Korrekturglied noch durch $A^{1/3}$ dividiert werden.

Die letzten beiden Glieder in der Gleichung folgen aus der Anordnung der Energieterme der Protonen und Neutronen im Kern. Die Anordnung dieser Terme läuft für beide Nukleonenarten weitgehend parallel (s. § 26), daher ist es energetisch am günstigsten, von der *Coulomb*schen Abstoßung der Protonen abgesehen, wenn gleichviele Protonen und Neutronen im Kern sind. In das vierte Glied geht daher die Differenz $N - Z = A - 2Z$ ein. Daß sie quadratisch eingeht und daß im Nenner gerade $A^{3/4}$ steht, kommt von dem speziellen Verlauf der Niveaudichten.

Da die Niveaus für ein bestimmtes Nukleon im Kern paarig angeordnet sind, das heißt, daß in jedem Niveau Platz für zwei Nukleonen ist, wegen des halbzahligen Spins, führt dazu, daß jeweils eine gerade Anzahl von Neutronen und Protonen energetisch günstiger ist als eine ungerade. Das Zeichen $\delta(A, Z)$ soll folgendes bedeuten: 0, wenn A ungerade ist; $+1$, wenn A und Z gerade sind; -1, wenn A gerade und Z ungerade ist. Die doppelt geraden Kerne sind also in bezug auf die Bindungsenergie bevorzugt, die doppelt ungeraden (N und Z ungerade) benachteiligt.

Die tatsächlich gemessenen Werte für die Bindungsenergien der Kerne werden am besten wiedergegeben, wenn man folgende Zahlenwerte für die Koeffizienten α in Formel (1) einsetzt.

$$B\,[\mathrm{MeV}] \sim 14{,}0\,A - 13{,}0\,A^{2/3} - 0{,}585\,\frac{Z^2}{A^{1/3}} - 19{,}3\,\frac{(A-2Z)^2}{A} + 33\,\frac{\delta(A,Z)}{A^{3/4}}. \quad (2)$$

Die Formel ist, wie schon gesagt, nur eine Näherung. Sie setzt konstante Kerndichten voraus und nimmt keine Rücksicht auf die individuelle Anordnung der Energieniveaus im Kern. Trotzdem kann man schon eine Reihe allgemein gültiger Tatsachen aus ihr ablesen. Sie beantwortet zum Beispiel die Frage: Welche Kernladung führt bei vorgegebenem A auf den stabilsten Kern? Für konstantes A wird die Abhängigkeit von Z durch eine Gleichung von der folgenden Form charakterisiert

$$B(Z) \sim C_1 + C_2\,Z - C_3\,Z^2. \quad (3)$$

Die Koeffizienten C sind dabei von A abhängige Konstanten, die sich durch Vergleich mit der Formel (2) ohne weiteres berechnen lassen. Wir sehen, daß Gleichung (3) die Gleichung einer Parabel darstellt. Der tiefste Punkt, also der Scheitel der Parabel, ist gegeben durch $Z = C_2/2\,C_3$. Setzen wir die Zahlenwerte für C ein, so ergibt sich für die Lage des Minimums

$$Z = \frac{2 \cdot 19{,}3\,A}{4 \cdot 19{,}3 + 0{,}585\,A^{2/3}} \quad (4)$$

das heißt, für kleine A ist $Z = A/2$, für größere A bleibt Z gegenüber diesem Wert zurück, was der Summand $0{,}585\ A^{2/3}$ im Nenner bewirkt. Für große Massenzahlen enthalten die stabilen Kerne also mehr Neutronen als Protonen.

Trägt man in einem Diagramm N gegen Z auf (oder auch A gegen Z), so stellt die durch die Gleichung (4) dargestellte Kurve den geometrischen Ort der Kerne dar, die die größte Bindungsenergie bei vorgegebenem A enthalten. Trägt man in dem Diagramm die Linien gleicher Energie als Niveaulinien wie auf einer Landkarte ein, so gibt die durch Gleichung (4) beschriebene Kurve die Sohle eines Tales an. Dieses Tal nennt man das Energietal. Legt man längs den Geraden für konstantes A Schnitte durch das Energietal, so ergibt sich für die Talhänge ein parabolischer Verlauf. In Abb. 69 ist ein solcher Schnitt für einen Kern mit ungeradem A gezeichnet. Z_0 bedeutet die Ladung des stabilsten Kerns; $N_0 = A - Z_0$. Durch die Kreise sind die Bindungsenergien der übrigen für dieses A möglichen Kerne eingetragen. Alle diese Kerne müssen instabil gegenüber einer Betaumwandlung sein, denn beim Übergang auf den Z_0 näher liegenden Kern wird jedesmal Energie gewonnen.

Für Kerne mit geraden A muß infolge des letzten Gliedes in Gleichung (2) für gerades Z die Parabel um einen bestimmten Betrag gesenkt, für ungerades Z um einen bestimmten Betrag gehoben werden.

Es wird also im allgemeinen nicht nur der tiefste Punkt einen stabilen Kern markieren, sondern es werden auch häufig den beiden auf der unteren Kurve rechts

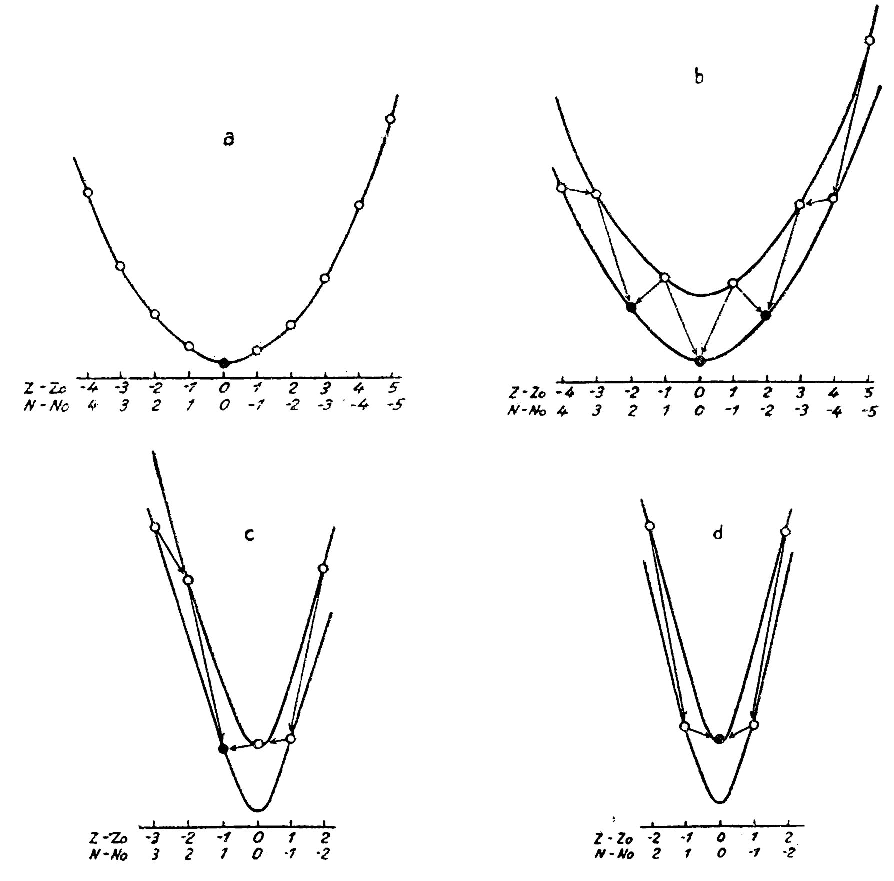


Abb. 69. Bindungsenergien isobarer Kerne: a: A ungerade, b—d: A gerade.

und links von diesem liegenden Punkten stabile Kerne entsprechen, denn auch diese Kerne können sich nicht unter Energiegewinn in einen ihrer direkten Nachbarn verwandeln. Sie könnten nur durch einen doppelten Betaprozeß in einen Kern noch kleineren Energieinhalts übergehen. Die Wahrscheinlichkeit für einen derartigen Prozeß ist jedoch, wie schon mehrfach erwähnt wurde, so klein, daß die Lebensdauer eines solchen doppelten Betastrahlers um viele Größenordnungen länger sein muß als die der längstlebigen bekannten radioaktiven Kerne. Es findet daher keine merkliche Umwandlung statt und die betreffenden Kerne erscheinen stabil.

Für die leichtesten Atomgewichte verlaufen die in Abb. 69 angegebenen Energiekurven sehr steil. Dadurch ist hier auch für gerade Atomgewichte nur ein stabiles Isobar möglich (c), bei den allerleichtesten Kernen wird dieses sogar gelegentlich durch den tiefsten Punkt der oberen Kurve gegeben sein (d). In diesem letzten Fall haben wir Kerne mit geradem Atomgewicht und ungerader Kernladung, sogenannte

doppelt ungerade Kerne, weil sowohl Protonenzahl als auch Neutronenzahl ungerade sind.

Von der Isobarenregel, das heißt von der Regel, daß sich zwei isobare stabile Kerne immer um zwei, niemals nur um eine Einheit in der Kernladung unterscheiden, sind wenige Ausnahmen bekannt, nämlich die Paare Cd^{113}—In^{113}, Sb^{123}—Te^{123} und Hf^{180}—Ta^{180}—W^{180}. Bei allen diesen Paaren ist das eine Isobar ein sehr seltenes Isotop des betreffenden Elements. Soweit es ungerade Massenzahl hat, besteht regelmäßig ein Widerspruch zu der oben ausgesprochenen Regel, daß zwei Isotope eines Elements mit ungeradem Atomgewicht die gleiche Häufigkeit zeigen. Neben Kalium sind dies die einzigen starken Abweichungen von dieser Regel. Man vermutet daher, daß es sich bei den drei Kernen Cd^{113}, Te^{123} und Ta^{180} in Wirklichkeit gar nicht um stabile Kerne handelt, sondern um sehr langlebige radioaktive, die sich durch sehr energiearme Betastrahlung oder Elektroneneinfang umwandeln.

Ein weiteres Isobarenpaar, dessen Ladung sich nur um eine Einheit unterscheidet, sind Neutron und Proton. Das Neutron ist schwerer als ein Proton plus ein Elektron; es ist daher in freiem Zustand ein Betastrahler.

Unter Ausnutzung der hohen Neutronendichte eines kanadischen Kernreaktors gelang es *Robson*, die beim Zerfall eines Neutrons entstehenden Protonen einwandfrei nachzuweisen, das Betaspektrum des Neutrons aufzunehmen und seine Zerfallskonstante einigermaßen sicher zu bestimmen. Die für diesen Versuch verwendete Apparatur ist in Abb. 70 schematisch dargestellt. Der aus dem Reaktor kommende Strahl langsamer Neutronen geht durch eine evakuierte Apparatur, die auf der einen Seite ein Elektronenspektrometer E, auf der anderen Seite ein Protonenspektrometer P enthält. Die Wirkung von schnellen Neutronen und Gammastrahlen allein

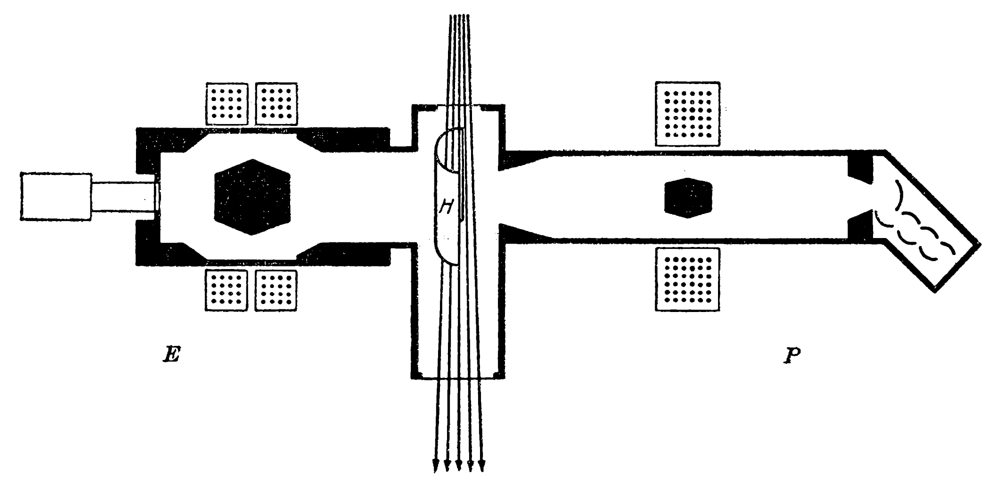


Abb. 70. Schema der Anordnung von *Robson* zum Nachweis der Betastrahlung des Neutrons.

kann durch Einschalten eines Borfilters in den Strahl bestimmt und vom Gesamtresultat abgezogen werden, so daß man auf diese Weise nur die Wirkung der langsamen Neutronen erhält. Auf der Seite des Elektronenspektrometers ist in der Apparatur eine halbzylinderförmige Elektrode *H* aus dünner Aluminiumfolie um den vom Neutronenstrahl durchlaufenen Raum gelegt. Diese Elektrode ist auf + 13000 V aufgeladen. Zerfällt ein langsam fliegendes Neutron in der Apparatur, so wird das zunächst auch langsame Proton durch das angelegte elektrische Feld gegen das Protonenspektrometer hin beschleunigt und erreicht an der Eintrittsblende eine Energie, die der durchlaufenen Potentialdifferenz (durchschnittlich 10000 V) entspricht. Die magnetische Feldstärke in der Spule des Protonenspektrometers ist so eingestellt, daß Protonen, die mit einer Energie von 10000 eV eintreten, auf der Kathode eines Sekundärelektronenvervielfachers gesammelt werden. Die beim Zerfall der Neutronen entstehenden Elektronen durchdringen, wenn sie eine geeignete Richtung haben, die dünne Elektrode und gelangen in das Elektronenspektrometer *E*, wo diejenigen mit einer bestimmten, durch den Strom in den Ablenkspulen einstellbaren Energie auf einen Szintillationskristall auftreffen. Die entstehenden Lichtblitze werden ebenfalls durch einen Sekundärelektronenvervielfacher festgestellt. Dieser ist über eine Verzögerungsleitung, welche der längeren Laufzeit der Protonen Rechnung trägt, mit dem Vervielfacher des Protonenspektrometers in Koinzidenz geschaltet. Es wird also nur dann ein Effekt registriert, wenn gleichzeitig ein Proton und ein Elektron aus einem bestimmten empfindlichen Volumen in der Mitte der Apparatur ausgesandt werden, wenn also in diesem Volumen ein Neutron zerfällt.

Die Hauptfehlerquellen bei der Bestimmung der Zerfallskonstanten ergeben sich aus der ungenauen Messung der absoluten Intensität des Neutronenstrahls und aus der Schwierigkeit der genauen Bestimmung des empfindlichen Volumens. Die aus der so bestimmten Zerfallskonstanten ermittelte Halbwertszeit ist $12{,}8 \pm 2{,}5$ Minuten. Das Elektronenspektrometer, das mit Elektronenstrahlen bekannter Energie geeicht ist, spricht jeweils nur auf eine bestimmte Elektronenenergie an. Man kann also die Häufigkeitsverteilung der Elektronen in Abhängigkeit von der Energie messen. Dabei ergab sich ein erlaubtes Betaspektrum mit einem Endpunkt bei 782 ± 13 keV.

In genügender Entfernung von der Sohle des Energietals verlaufen die durch die Parabeln gegebenen Kurven so steil, daß die Energiedifferenz zum Nachbarkern größer wird als die Bindungsenergie eines Neutrons oder Protons. In diesen Fällen kann überhaupt kein Kern mehr für das betreffende Zahlenpaar Z, N existieren. Der betreffende Kern würde sofort ein Neutron oder Proton emittieren, um dadurch näher an das Energietal heranzurücken.

Denken wir uns qualitativ das Schema der Energieniveaus im Kern für die Protonen und Neutronen in ähnlicher Weise aufgezeichnet, wie es für die Elektronen in der Atomhülle üblich ist, so erhält man nebenstehendes Bild (Abb. 71). Links sind die Neutronenterme aufgetragen, rechts die Protonenterme. Da beide Elementar-

teilchen den Spin 1/2 haben, sind alle eingezeichneten Terme Dubletts. Die Energiewerte der Terme ändern sich natürlich von Kern zu Kern mit der zunehmenden Besetzung der einzelnen Niveaus, aber ihre gegenseitigen Lagebeziehungen bleiben die gleichen. Wir können daher aus dem Schema direkt ablesen, welches die stabilen Elemente für die einzelnen Atomgewichte sind. Wir müssen beachten, daß die Protonenterme wegen der *Coulomb*schen Abstoßung dieser Teilchen etwas höher und etwas weiter auseinanderliegen als die Neutronenterme. Das Schema gibt bis zu Masse 35 die Isotopenverteilung der einzelnen Elemente richtig wieder. Das neunte Protonendublett liegt angenähert auf der gleichen Höhe wie das zehnte Neutronendublett. Die kleinen Verschiebungen in den Termen, die jeweils durch das Hinzutreten eines neuen Teilchens zustande kommen, genügen hier, um den regelmäßigen Wechsel zu stören, was durch das Auftreten des Isobarenpaares A^{36} und S^{36} gekennzeichnet ist. Der stabilere Kern ist jeweils der, bei dem entweder beide Protonenniveaus oder beide Neutronenniveaus des Dublettzustandes besetzt sind. Daher tritt an die Stelle des Kerns Cl^{36}, der in Analogie zu den Verhältnissen bei den allerleichtesten Kernen zu erwarten wäre, das Isobarenpaar A^{36} und S^{36}, an Stelle von K^{40} das Isobarenpaar A^{40} und Ca^{40}. Beide Male stehen sich alle drei Isobare energetisch sehr nahe. Der in der Mitte liegende doppelt ungerade Kern Cl^{36} oder K^{40} hat die Möglichkeit, durch ganz geringe Energieabgabe in den einen oder den anderen selbständigen Nachbarkern überzugehen. Daher sind die Strahlungen von Cl^{36} und von K^{40} relativ weich und die Halbwertszeiten sehr lang. Von Ca^{43} an geht das Schema wieder regelmäßig weiter, bis in der Umgebung der Massen 52 und 65 die Protonenterme den jeweils folgenden Neutronenterm eingeholt haben. Isobare bei doppelt geraden Kernen, das heißt Z gerade und N gerade, kommen also vor, weil der doppelt besetzte Kern energetisch begünstigt ist und dadurch gegenüber einem unbesetzten Kern im Schema et-

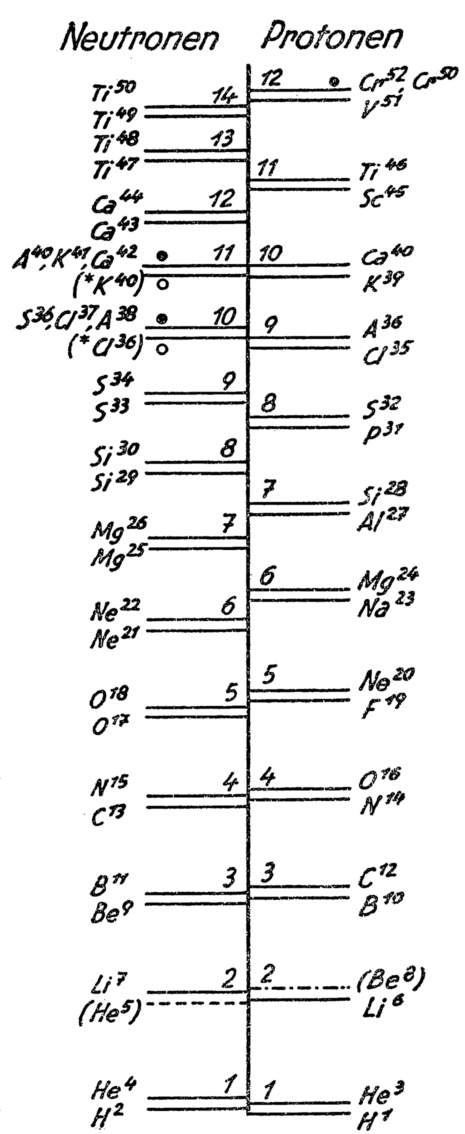


Abb. 71. Schema für die Lage der Neutronen- und Protonenterme in Atomkernen.

was herunterzurücken ist. Bei Berücksichtigung dieser Korrektur läßt sich das Schema noch ziemlich weit nach oben hin ausdehnen. In Abb. 71 sind die Terme, bei denen das Tieferrücken durch die doppelte Besetzung eine entscheidende Rolle spielt, durch einen Punkt markiert.

Das Schema gibt nur in ganz grob qualitativer Weise die gegenseitige Lage von Protonen- und Neutronentermen wieder. In § 26 werden wir bei der Besprechung des sogenannten Schalenmodells ein wesentlich verfeinertes Schema geben, aus dem man auch eine Reihe von quantitativen Folgerungen ziehen kann.

Für die Stabilität oder Instabilität von Kernen gegenüber Alphastrahlung lassen sich auf Grund der durch Gleichung (2) gegebenen Beziehung Regeln aufstellen. Im Prinzip ist jeder Kern gegen Alphazerfall instabil, bei dem durch diesen Prozeß Energie gewonnen werden kann, bei dem also

$$B_{(A,\,Z)} < B_{(A-2,\,Z-2)} + B_{\alpha}.$$

Wo dies eintreten kann, sieht man am deutlichsten, wenn man sich an Stelle der Kurve für die gesamte Bindungsenergie, die durch Gleichung (2) gegeben ist, eine sogenannte Packungsdefektkurve aufzeichnet. Gewöhnlich trägt man in dieser Kurve die Abweichungen der einzelnen Kernmassen von der Ganzzahligkeit auf. Man findet, daß für die stabilen leichten Kerne die exakte Masse etwas höher liegt als die entsprechende ganze Zahl. Bei Sauerstoff erreicht die Abweichung den Wert 0, wird dann negativ und erreicht etwa beim Atomgewicht 60 ein Minimum. Dann steigt sie allmählich wieder und wird etwa vom Atomgewicht 170 an positiv. Dieser Verlauf ist natürlich dadurch bedingt, daß man gerade den Kern O^{16} willkürlich als Massennormale gewählt hat. Die Abweichung der exakten Masse von der Massenzahl bezeichnet man als Massendefekt.

Um Aufschluß über die energetische Möglichkeit eines Alphazerfalls zu bekommen, ist es zweckmäßig eine Massendefektkurve zu zeichnen, bei der man nicht Sauerstoff, sondern das Hauptisotop von Helium mit der Masse 4 als Massennormale wählt. Eine solche Kurve ist in Abb. 72 gezeichnet. Man sieht, daß die Kurve etwa bis zur Masse 140 abfällt und dann wieder ansteigt. Ein Anstieg der Massendefektkurve in dieser Darstellung mit steigendem Atomgewicht bedeutet aber, daß ein Kern, der nahe an der Sohle des Energietals steht, unter Energiegewinn ein Alphateilchen aussenden kann, also gegenüber Alphazerfall nicht mehr stabil ist. Solange der Anstieg der Kurve noch flach ist, ist der durch Abspaltung eines Alphateilchens zu erreichende Energiegewinn aber noch sehr klein, so daß es

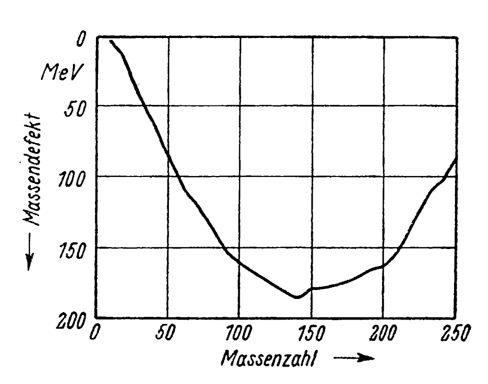


Abb. 72. Massendefektkurve mit Helium 4 als Massennormale.

dem Alphateilchen im allgemeinen nicht möglich ist, die Potentialschwelle des Atomkerns mit merklicher Wahrscheinlichkeit zu durchdringen. Die Lebensdauer dieser Alphastrahler ist so groß, daß wir den Zerfall nicht mehr beobachten können.

Nun steigt die Linie, welche die Sohle des Energietals wiedergibt, für große Massenzahlen im N-Z-Diagramm nicht mehr unter 45°, sondern etwas steiler an. Das bewirkt, daß die Verschiebung durch den Alphazerfall, die ja genau unter 45° erfolgt (siehe zum Beispiel die Farbtafel oder Abb. 32), den Kern etwas in Richtung auf den neutronenreichen Hang des Energietals hin verschiebt. Liegt der Ausgangskern noch auf der protonenreichen Seite, so rückt er also näher an die Talsohle und es wird mehr Energie gewonnen, als es der Steigung der Kurve in Abb. 72 entspricht. Der Alphazerfall ist auf dieser Seite also begünstigt. Liegt der Kern schon auf der neutronenreichen Seite, so gilt das umgekehrte. Machen wir die in grober Näherung innerhalb eines nicht allzu großen Bereichs richtige Annahme, daß die Schnitte durch das Energietal längs einer Linie mit konstantem A immer eine gleich breite Parabel ergeben, so wird auch die durch die genannte Verschiebung zur neutronenreichen Talseite hin zusätzlich verfügbare beziehungsweise benötigte Bindungsenergie durch eine Parabel dargestellt. Denken wir uns nun die verschiedenen Isotope eines Kerns, so wird sich dieser zusätzliche Energiebetrag von einem Isotop zum nächsten immer um eine Größe ändern, die der jeweiligen Steigung dieser Parabel proportional ist. Da der Differentialquotient einer quadratischen Funktion (Parabel) eine Gerade ergibt, ändert sich also dieser zusätzliche Energiebetrag von Isotop zu Isotop um eine feste Größe. Die leichtesten Isotope eines Elements sind dabei am wenigsten stabil gegenüber Alphazerfall.

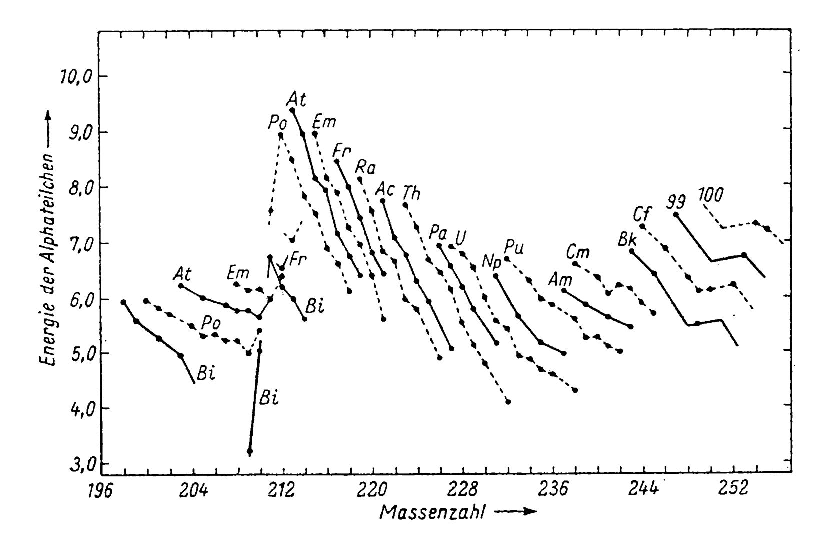


Abb. 73. Gemessene Energien von Alphateilchen aus schweren Kernen (nach *Perlmann* und *Asaro*).

Falls unsere Betrachtung exakt richtig wäre, müßten die Zerfallsenergien der alphastrahlenden Isotope eines Elements auf Geraden liegen. Nun haben wir aber vereinfachende Annahmen gemacht, zum Beispiel, daß alle Talquerschnitte bei verschiedenem A die gleiche Breite haben sollen. Läßt man diese Annahme fallen, so werden die Geraden etwas verbogen, und zwar im allgemeinen, da für kleinere A das Energietal enger wird, so, daß die wahren Kurven für kleinere A, also für die leichteren Isotope eines Elements, etwas steiler ansteigen als für die schwereren. Abb. 73 zeigt die experimentell bestimmten Werte der Umwandlungsenergien für Alphastrahler bei den schwersten Kernen. Man sieht sehr deutlich den vorhergesagten Verlauf. Die Kurven, auf denen die Energiewerte für die Isotope eines bestimmten Elements liegen, verlaufen in ganz grober Näherung geradlinig, bei näherer Betrachtung sind sie auf der linken Seite steiler.

Wir sehen aus den Kurven in Abb. 73 noch eine Besonderheit. Zwischen den Neutronenzahlen 126 und 128 zeigen alle Kurven eine Unstetigkeit. Ähnliche Unstetigkeiten beobachtet man auch bei einer ganzen Reihe sonstiger Kerneigenschaften. Sie treten bei ganz bestimmten Protonen- und Neutronenzahlen auf, nämlich jeweils nach den Zahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82 und 126. Man hat dies experimentell festgestellt, lange bevor man eine theoretische Erklärung dafür wußte, und diese Zahlen damals „magische" Zahlen genannt. Auch heute, wo wir genau erklären können, warum gerade bei diesen Zahlenwerten Unstetigkeiten auftreten, hat man den Namen „magische" Zahlen beibehalten. Wir werden im nächsten Paragraphen auf die theoretische Erklärung der „magischen" Zahlen eingehen. Rein phänomenologisch bedeuten sie, daß das Energietal an dieser Stelle eine Verwerfung zeigt. Längs der durch diese Zahlen für N und Z gegebenen Linien machen die Werte für die Bindungsenergien der Kerne einen Sprung, der in der Größenordnung einiger Millionen Elektronvolt liegen kann. In der Formel (1) ist diese Unstetigkeit, die ihren Grund in der speziellen Lage der Energieterme im Kern hat, nicht berücksichtigt.

Die Kurve in Abb. 72 steigt oberhalb $A = 208$ sehr steil an. In diesem Bereich sind alle Kerne gegenüber Alphastrahlung so instabil, daß ihre Aktivität experimentell leicht beobachtet werden kann. Im Prinzip muß der größere Teil aller Kerne oberhalb der Masse 150 schon gegenüber Alphazerfall instabil sein, mindestens alle diejenigen Isotope, die leichter sind als die in der Sohle des Energietals liegenden. Tatsächlich ist aber in den meisten dieser Fälle die durch den Alphazerfall freigesetzte Energie noch so klein, daß sie nicht ausreicht, um das Alphateilchen den *Gamow*schen Potentialwall (§ 14) überwinden zu lassen. Man beobachtet daher in den meisten Fällen keine Alphastrahlung. In der Nähe der Masse 150 steigt die Kurve verhältnismäßig steil an. Dort liegt der einzige, schon seit langer Zeit bekannte Alphastrahler außerhalb des Gebiets der großen natürlichen radioaktiven Reihen, das von *Hevesy* und *Pahl* entdeckte Isotop Samarium 147. In der letzten Zeit ist es gelungen, in der Nähe dieses Kerns noch eine Reihe künstlicher Alphastrahler zu erzeugen. Ferner konnte an einigen natürlichen Isotopen eine sehr schwache Alphaaktivität nachge-

wiesen werden, zum Beispiel an Neodym 144 und Cer 142, die beide durch die Alphaemission in einen Kern mit der magischen Neutronenzahl 82 übergehen. Der Kern Samarium 146 stellt die einzige Ausnahme von der Regel dar, daß ein zwischen zwei betastabilen geradzahligen Isotopen liegendes, ebenfalls geradzahliges Isotop immer stabil sein muß und in der Natur vorkommt. Nun gibt es Sm^{144} und Sm^{148} in der Natur, aber Sm^{146} fehlt. Der Grund ist inzwischen gefunden. Sm^{146} ist ein langlebiger Alphastrahler mit einer Halbwertszeit von 50 Millionen Jahren. Diese Halbwertszeit ist schon beträchtlich kürzer als das sogenannte Weltalter (siehe § 23), so daß die ursprünglich einmal vorhandenen Kerne dieser Art sich alle schon in Nd^{142} umgebildet haben, das die magische Neutronenzahl 82 aufweist.

Man hat oft die Frage aufgeworfen, warum beim natürlichen radioaktiven Zerfall immer nur Alphateilchen ausgestrahlt werden, aber niemals Neutronen, Protonen oder schwerere Kerne. Der Grund dafür ist, daß He^4 bereits eine sehr große (negative!) Bindungsenergie hat. Daher wird bei der Aussendung eines Alphateilchens immer besonders viel Energie gewonnen. Noch günstiger als bei der Aussendung eines Alphateilchens wäre die Energiebilanz im allgemeinen, wenn ein schwerer Kernbestandteil abgespalten würde, etwa der Kern C^{12}, der pro Nukleon eine höhere Bindungsenergie hat als He^4. Dem steht aber der Potentialwall des Kerns im Wege, der den energetisch möglichen Austritt eines schweren Teilchens praktisch verhindert. Auf Seite 64 ist die Formel für die Wahrscheinlichkeit angegeben, daß ein Teilchen eine Potentialschwelle durchdringt. Wir sehen, daß im negativen Exponenten die Wurzel aus der Masse steht und ferner die Höhe des Potentialwalles, die wesentlich durch die Stärke der *Coulomb*schen Kraft bedingt ist. Für einen Kohlenstoffkern mit der Ladung 6 wäre der Potentialwall dreimal so hoch wie für ein Alphateilchen mit der Ladung 2. Dadurch wird die Austrittswahrscheinlichkeit so klein, daß ein derartiger Zerfall nie beobachtet werden kann. Dazu kommt, daß ein ausgestrahlter zusammengesetzter Kern sich wohl erst durch eine zufällige Konstellation der einzelnen Kernbestandteile bilden muß. Eine solche Konstellation wird um so unwahrscheinlicher und damit seltener, je mehr Elementarbausteine für die Bildung eines neuen Kerns erforderlich sind. Es ist also gar nicht verwunderlich, daß das Alphateilchen das einzige schwere Teilchen ist, das sich beim radioaktiven Zerfall von einem Kern abspalten kann. Diese Tatsache gibt uns keineswegs einen Grund zu der Annahme, daß Alphateilchen im Kern bereits als solche existieren, daß also die Alphateilchen gewissermaßen als Zwischenbausteine für die schwereren Kerne anzusehen sind.

§ 26. *Theorien über den Kernaufbau*

Eine vollständige Theorie der Atomkerne sollte angeben, welche Kerne stabil und welche instabil sind, sie müßte die Massendefekte der einzelnen Kerne zu berechnen gestatten, die Kernmomente vorhersagen und die Lebensdauer der radioaktiven Kerne abschätzen lassen. Ferner sollte sie Angaben über die Reaktionswahrschein-

lichkeiten bei Kernprozessen machen und die Berechnung der angeregten Energiezustände der Kerne ermöglichen. Ganz so weit ist die Theorie heute noch nicht entwickelt. Jedoch sind schon sehr bemerkenswerte Ansätze vorhanden, die hier ganz kurz beschrieben werden sollen.

Schon mehrmals haben wir erwähnt, daß nach *Heisenberg* die Kerne aus Neutronen und Protonen aufgebaut sind. Vor Entdeckung des Neutrons nahm man an, daß ein Kern aus A Protonen und $A - Z$ Elektronen besteht (A das Atomgewicht, Z die Kernladung). Jedoch führte diese Anschauung in manchen Punkten zu außerordentlichen Schwierigkeiten. Es sei nur erwähnt, daß das magnetische Moment eines Elektrons etwa 2000mal so groß ist wie das magnetische Moment eines Atomkerns, und es war nicht einzusehen, wie das Elektron im Kern dieses Moment verlieren sollte. Daneben gibt es noch eine Reihe von anderen Tatsachen, welche mit der Annahme von Elektronen im Kern nicht recht vereinbar sind. Zum Beispiel müßten alle Kerne, für die die Summe aus Protonen- und Neutronenzahl $2\,A - Z$ und damit auch die Kernladung Z ungerade ist, halbzahligen Spin haben, alle mit geradem Z ganzzahligen. Dies widerspricht der Erfahrung; ob der Spin ganz- oder halbzahlig ist, ist nicht durch die Kernladung Z, sondern durch die Massenzahl A bestimmt.

Eine noch immer im Fluß befindliche Frage ist, welche Kräfte zwischen Neutronen und Protonen wirken, um diese Teilchen im Kern aneinanderzuhalten. Auch hierzu sind recht brauchbare Ansätze vorhanden. Über die Art und Größe dieser Kräfte geben unter anderem die Bindungsenergien der einfachsten Kerne einigen Aufschluß, also die Massendefekte von H^2, H^3, He^3 und He^4, die sehr genau bekannt sind. Auch lassen sich aus der Beobachtung der Streuung von Protonen aneinander und von Neutronen an Protonen wichtige Schlüsse ziehen. Da es sich um Kräfte handelt, die mit zunehmender Entfernung außerordentlich schnell abnehmen, braucht man immer nur die Anziehung eines Teilchens auf seine unmittelbaren Nachbarn zu berücksichtigen, die Wirkung auf die weiter entfernten ist verschwindend klein. Daraus folgt unter anderem, daß ein Atomkern sein Volumen mit einigermaßen konstanter Dichte erfüllt, ähnlich wie ein Flüssigkeitstropfen.

Die Nahwirkungskräfte zwischen den einzelnen Kernbestandteilen, die eine starke Ähnlichkeit mit den homöopolaren Bindungskräften der Chemie haben, sind für die Wirkung Proton – Proton, Neutron – Neutron und Proton – Neutron die gleichen. Ihre genauen Eigenschaften zu erkunden ist eine wichtige Aufgabe der quantitativen Kernuntersuchungen und der auf diesen aufbauenden theoretischen Forschung. Eine Theorie, die ursprünglich von *Yukawa* stammt, beschreibt die Wirkung der Kernkräfte durch die Annahme virtueller Pionen analog der Berechnung der elektromagnetischen Wechselwirkung der Atomhülle durch die Annahme virtueller Lichtquanten. Virtuell bedeutet hier, daß das kraftvermittelnde Teilchen — Pion, Lichtquant — zwar potentiell vorhanden ist, das heißt, daß es gebildet werden könnte, aber nicht als reelles Gebilde in Erscheinung tritt. Gewisser-

maßen wird das eben entstehende Pion bereits im Moment seiner Entstehung aus dem einen Partner des in Wechselwirkung stehenden Teilchenpaares (zum Beispiel einem Neutron) von dem anderen Partner wieder absorbiert. Die Berechnung zeigt, daß dadurch eine Anziehungskraft zwischen beiden Partnern zustande kommt. Da die Ruhmasse der Pionen m_π verhältnismäßig groß ist, so daß die für ihre Bildung notwendige Energie nicht zur Verfügung steht, können sie sich im Mittel nur eine sehr kurze Zeit außerhalb des Kerns aufhalten, die durch die Unbestimmtheitsrelation bestimmt ist zu

$$\tau = \frac{\hbar}{m_\pi c^2}.$$

Die Reichweite der Kernkräfte liegt dann in der Größenordnung

$$r = \tau \cdot c = \frac{\hbar}{m_\pi c} = 1{,}5 \times 10^{-13}\,\text{cm}$$

in Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Daß man für die Atomhülle eine sehr vollkommene Theorie aufstellen konnte, liegt vor allem daran, daß hier die Kräfte sehr genau bekannt sind, welche Kern und Elektronen aufeinander ausüben. Es sind hier die elektrostatischen Kräfte, die durch das *Coulomb*sche Gesetz bestimmt sind. Das Grundpotential für die Elektronenhülle wird durch das starke Coulomb-Feld des Kerns gegeben, das von der Hülle unabhängig ist. Für den Kern selbst existiert nun kein solches Grundpotential. Das Kernpotential entsteht ausschließlich durch das Zusammenwirken aller im Kern befindlichen Nukleonen, deren gegenseitige Kräfte, wie wir eben gesehen haben, gar nicht hinreichend genau bekannt sind. Man ist daher hier gezwungen, folgenden Weg zu gehen. Man macht irgendeine nicht allzu unvernünftige Annahme über das Kernpotential, das heißt das Potential, welches alle Kernbestandteile zusammen für ein neues Nukleon bilden, und sieht zu, ob diese Annahme Ergebnisse liefert, welche mit den Beobachtungen einigermaßen übereinstimmen. Zunächst wird natürlich das angenommene Potential so gewählt, daß es mathematisch möglichst einfach zu behandeln ist. Der Vergleich mit der Natur zeigt dann, ob die Annahme eine mehr oder weniger gute Näherung darstellt.

Man weiß, daß die Kernkräfte Nahwirkungskräfte von verhältnismäßig kurzer Reichweite sind. Es ist ferner plausibel anzunehmen, daß die Kräfte auf ein Nukleon, das sich genau in der Mitte des Kerns befindet, nach allen Seiten die gleichen sein müssen, sich also gegenseitig aufheben. Definitionsgemäß erhält man die Kraft, wenn man das Potential differenziert. In der Mitte des Kerns ist also das Potential konstant, am Rand muß es einen sehr steilen Abfall zeigen. Die einfachste Annahme für

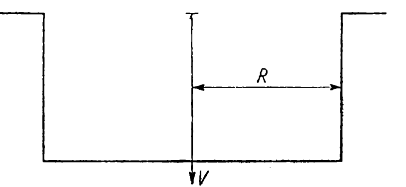


Abb. 74. Rechteckpotential.

ein Kernpotential ist daher ein rechteckiger Potentialtopf (Abb. 74). Die nur auf die Protonen wirkenden *Coulomb*-Kräfte sind dabei vernachlässigt. Der Radius des Potentialtopfes wird gleich dem aus verschiedenen Experimenten einigermaßen gut bekannten Kernradius gesetzt, nämlich $r_0 \sqrt[3]{A}$, wobei der Wert von r_0 zwischen 1,3 und $1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm liegen muß (siehe auch § 7). In einem derartigen Potentialtopf sind nun nach der Quantenmechanik nur eine bestimmte diskrete Zahl von Energiezuständen möglich, von denen dann die jeweils tiefsten von je einem und nur einem Nukleon besetzt sind. Im eindimensionalen Fall wären die Wellenlängen dieser Zustände gleich dem doppelten Durchmesser, geteilt durch die Folge der ganzen Zahlen, im dreidimensionalen stehen verhältnismäßig leicht zu berechnende Zahlenfaktoren in der Größenordnung 1 davor. Kennt man den obersten besetzten Zustand, für den zum Beispiel Spin und magnetisches Moment des Kerns Anhaltspunkte geben, und weiß man außerdem, welche Energie nötig ist, um ein Neutron aus dem Kern zu lösen (Schwellenwert für den (γ, n)-Prozeß), so kann man angeben, wie groß die Wellenlänge des Neutrons in diesem Zustand und damit auch wie groß seine kinetische Energie ist. Diese kinetische Energie muß nun gleich der Höhe des Neutrons über der Potentialsohle sein. Eine Durchrechnung ergibt, daß die Tiefe des Potentialtopfs für alle Kerne ungefähr konstant, und zwar etwa gleich 50 MeV ist. Dabei ist der Potentialtopf im allgemeinen bis etwa 7 oder 8 MeV unter dem oberen Rand aufgefüllt. Diese Zahl kann, wie eben erwähnt, durch den Schwellenwert der (γ, n)-Reaktion bestimmt werden. Im Mittel befinden sich die Nukleonen etwa 9 MeV unter dem oberen Rand. Diese Zahl folgt aus der mittleren Bindungsenergie eines Nukleons im Kern (Abb. 75). Das bedeutet, daß die meisten Nukleonen verhältnismäßig hoch oben in der Potentialmulde sitzen. Dies kommt daher, daß die Dichte der Zustände nach oben hin sehr stark ansteigt, unten liegen nur verhältnismäßig wenige Zustände. Dies erinnert sehr an die Verhältnisse

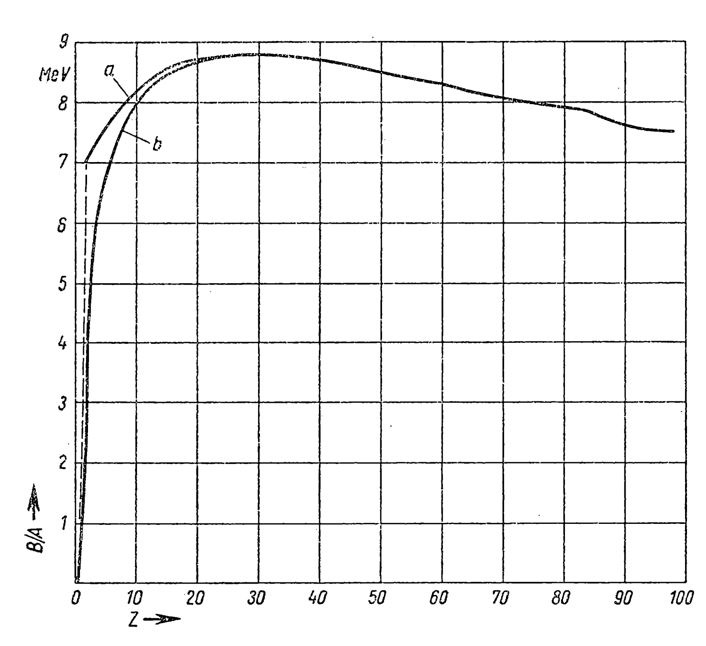


Abb. 75. Mittlere Bindungsenergie eines Nukleons im Kern.

in der Atomhülle. Ein wesentlicher Unterschied ist aber, daß die Zustandsdichte auch am oberen Rand der Potentialhülle noch endlich ist, während sie für die Elektronenhülle beim Ionisierungspotential unendlich wird.

Da sich die Nukleonen nach der angegebenen theoretischen Vorstellung hoch über der Sohle der Potentialmulde befinden, müssen sie sich im Kern mit sehr großer kinetischer Energie bewegen. Die Kernmaterie ist also sicher nicht kristallähnlich aus Nukleonen aufgebaut, die an definierten Punkten einer räumlichen Struktur sitzen. Die schnelle Bewegung der Nukleonen im Kern kann durch verschiedene Effekte direkt experimentell nachgewiesen werden. Ein Effekt, der bei der Aufspaltung sehr schneller Deuteronen auftritt, die einen Atomkern durchfliegen, ist schon auf Seite 128 erwähnt worden.

Besonders anschaulich wird die gegenseitige Bewegung der Nukleonen im Kern in einem Versuch von *Yearian* und *Hofstadter* demonstriert. Diese Autoren schossen einen Strahl extrem energiereicher Elektronen einmal in eine Probe von flüssigem normalem Wasserstoff und das andere Mal in flüssiges Deuterium. Dann beobachteten sie die Energie der in einer bestimmten Richtung gestreuten Elektronen. Wenn das getroffene Nukleon in Ruhe ist, ergibt sich aus Energie- und Impulssatz, die natürlich relativistisch anzusetzen sind, eine eindeutige Lösung für die Energie der gestreuten Elektronen. Ist das getroffene Nukleon aber in sehr schneller Bewegung, so wird die Energie des daran gestreuten Elektrons kleiner sein als die des am ruhenden Nukleon gestreuten, wenn im Augenblick des Stoßes Impuls des Elektrons und des Nukleons ungefähr in der gleichen Richtung liegen. Umgekehrt wird die Energie größer sein, wenn die Impulse einander entgegengesetzt waren. Das Ergebnis der Versuche von *Yearian* und *Hofstadter* zeigt Abb. 73. Die Kurve H gibt die Energieverteilung der am normalen Wasserstoff gestreuten Elektronen. Man sieht, daß diese Elektronen praktisch alle die gleiche Energie haben. Bei den am Deuterium gestreuten Elektronen (Kurve D) zeigt sich dagegen eine breite kontinuierliche Verteilung der Energie, wie es zu erwarten ist, wenn sich die Nukleonen in schneller Bewegung befinden. Die de Broglie-Wellenlänge der hier verwendeten extrem schnellen Elektronen ist so klein, daß diese Elektronen den Kern des Deuterons nicht mehr als Ganzes „sehen", sondern jeweils mit einem der beiden im Deuteron gebundenen Nukleonen reagieren. Der Anstieg der Kurve für kleine Energien hat mit dem hier beschriebenen Effekt nichts zu tun. Er ist auf unelastische Streuprozesse zurückzuführen.

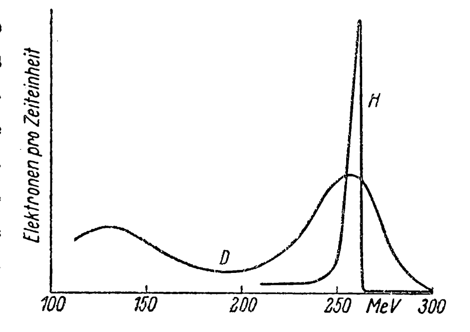


Abb. 76. Energieverteilung von unter 135° gestreuten Elektronen von 500 MeV Primärenergie an Protonen (H) und Deuteronen (D) nach *Yearian* und *Hofstadter*.

Die oben gemachte Annahme eines rechteckigen Kastenpotentials für einen Kern ist zwar die einfachst mögliche, aber sie ist sicher nur eine Näherung, denn aus dieser Annahme würde folgen, daß die Kräfte auf ein Nukleon am Kernrand unendlich groß werden. Der Abfall des Potentials erfolgt am Kernrand sicher nicht senkrecht. Ein Potential, das noch numerische Rechnungen erlaubt und doch schon eine bessere Näherung als das Kastenpotential darstellt, wird in theoretischen Arbeiten vielfach angesetzt und ist in Abb. 77 gezeichnet. Mathematisch hat es die Form

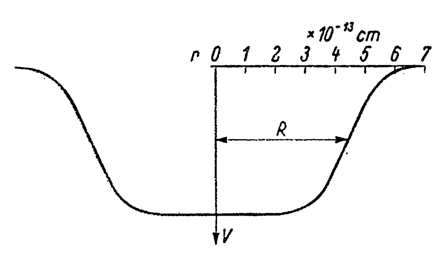


Abb. 77. Kernpotential (für A = 27).

$$V(r) = -V_0 \left(1 + e^{\frac{r-R}{a}}\right)^{-1} \tag{1}$$

Man erhält die beste Übereinstimmung mit experimentellen Werten, wenn man in dieser Formel

$$R = (1{,}27\, A^{1/3} + 0{,}6) \times 10^{-13}\ \text{cm}, \tag{2}$$

$a \sim 0{,}5 \times 10^{-13}$ cm und $V_0 = 43$ MeV setzt.

Die Aufstellung einer Potentialfunktion entspricht dem korpuskularen Bild. Die Potentialdifferenz stellt den Energiebetrag dar, der nötig ist, um ein Teilchen von einem Punkt zum anderen zu bewegen. Die analoge Übersetzung in ein Wellenbild ist die Zuordnung von verschiedenen Brechungsindices zu verschiedenen Raumpunkten. Diese Brechungsindices stellen das Verhältnis der Wellenlänge der betreffenden Nukleonen an den verschiedenen Stellen dar. Auch in der Optik ist dieses Verhältnis abhängig von der Wellenlänge in einem bestimmten Bezugsmedium, zum Beispiel im Vakuum, damit also von der Energie des Lichtquants. Man hat eine Dispersion. Analoges gilt für die Kernmaterie gegenüber Nukleonen. Neutronen thermischer Geschwindigkeit haben eine Wellenlänge in der Größenordnung 10^{-8} cm (siehe S. 102). Im Kern ist ihre Wellenlänge von der Größenordnung des Kerndurchmessers (10^{-12} cm). Für den Kern müßte man also in bezug auf diese thermischen Neutronen einen Brechungsindex n in der Größenordnung 10^4 einsetzen. Mit diesem Ansatz kommt der Reflexionskoeffizient für die Durchlässigkeit der Kernoberfläche richtig heraus, wenn man den aus der Optik bekannten Ansatz macht: Reflexionskoeffizient gleich $\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$. Für sehr große n folgt daraus für die Durchlässigkeit $4/n$.

In der klassischen Optik ist es üblich, das optische Verhalten eines schwach absorbierenden Mediums durch einen komplexen Brechungsindex zu charakterisieren. Dabei bedeutet der reelle Anteil den üblichen Brechungsindex, der imaginäre Anteil ist ein Maß für das Absorptionsvermögen. Ganz analog kann man für Nukleonen im

Kern ein komplexes Potential bilden. Die Bedeutung des reellen Anteils wurde eben beschrieben, der imaginäre Anteil ist wieder ein Maß für das Absorptionsvermögen. Bezeichnet man mit W den imaginären Anteil des Kernpotentials, mit V den reellen, mit E_{kin} die kinetische Energie des einfallenden Teilchens außerhalb des Kerns und mit λ seine Wellenlänge innerhalb des Kerns, so ist seine freie Weglänge innerhalb der Kernsubstanz $\Lambda = \lambda \frac{E_{\text{kin}} + V}{W}$, das heißt nach Durchlaufen der Strecke Λ im Kern ist die Wahrscheinlichkeit, daß das einfallende Teilchen noch nicht absorbiert ist, gleich $1/e$. Für negative Werte der kinetischen Energie, also für im Kern gebundene Teilchen, wird der imaginäre Teil des Potentials gleich Null. Solche im Kern gebundene Teilchen bewegen sich in ihm ohne Absorption, das heißt ohne daß sie aus dem von ihnen besetzten Zustand in einen anderen geworfen werden. Darauf beruht es, daß man den im Kern fest gebundenen Nukleonen überhaupt definierte Energiezustände zuordnen kann.

Eine wesentliche Aufgabe der Kerntheorie ist die Aufstellung von Zustandsschemen. Besonders erfolgreich ist ein Schema, das von *Jensen*, *Haxel* und *Suess* und unabhängig davon von *Maria Göppert-Maier* ausgearbeitet worden ist. Es sei im folgenden kurz erläutert: Das Potential eines Kernrumpfes für ein hinzukommendes Nukleon ist durch eine Funktion gegeben, die sicher zwischen folgenden beiden Extremen liegt: einer parabelförmigen und einer rechteckigen Potentialmulde. Für diese beiden Idealfälle lassen sich die quantenmechanisch möglichen Zustände leicht berechnen, die Zustände des realen Kerns lassen sich aber im Gegensatz zur Atomhülle nicht ohne weiteres exakt berechnen. Man kann jedoch ihre gegenseitige Lage durch Interpolation zwischen den beiden angenommenen Extremen ermitteln. Dabei werden bei leichten Kernen die Werte mehr wie beim Parabelpotential liegen, bei schweren Kernen näher denen des Rechteckpotentials.

Weiterhin macht die Theorie die plausible Annahme, daß im Kern eine starke Kopplung zwischen dem Spin des Nukleons und seinem Bahndrehimpuls besteht. Dies führt zu einer starken Aufspaltung der Terme, das heißt, es besteht ein erheblicher Unterschied in der Termenenergie, je nachdem, ob der Spin parallel oder antiparallel zur Bahn steht. Infolge dieser starken Aufspaltung der Terme mit hohem Bahndrehimpuls je nach der Lage der Spinrichtung zur Bahn, liegen in dem Modell besonders große Energieunterschiede zwischen benachbarten Termen für die höheren Terme im allgemeinen nicht an den Stellen, wo sie beim Parabel- oder Rechteckpotential auftreten, sondern da, wo ein Term mit höherem Bahndrehimpuls besonders stark aufspaltet. Auf diese Weise werden die auffallenden und sonst nicht erklärbaren magischen Zahlen 28, 50, 82 und 126 gedeutet. Das Termschema, welches sich so ergibt, ist durch Abb. 78 dargestellt.

Die Abbildung gibt die relative Lage der Terme, ist jedoch nicht ganz maßstäblich. Nach oben hin schrumpfen die Termabstände gegenüber den in der Figur

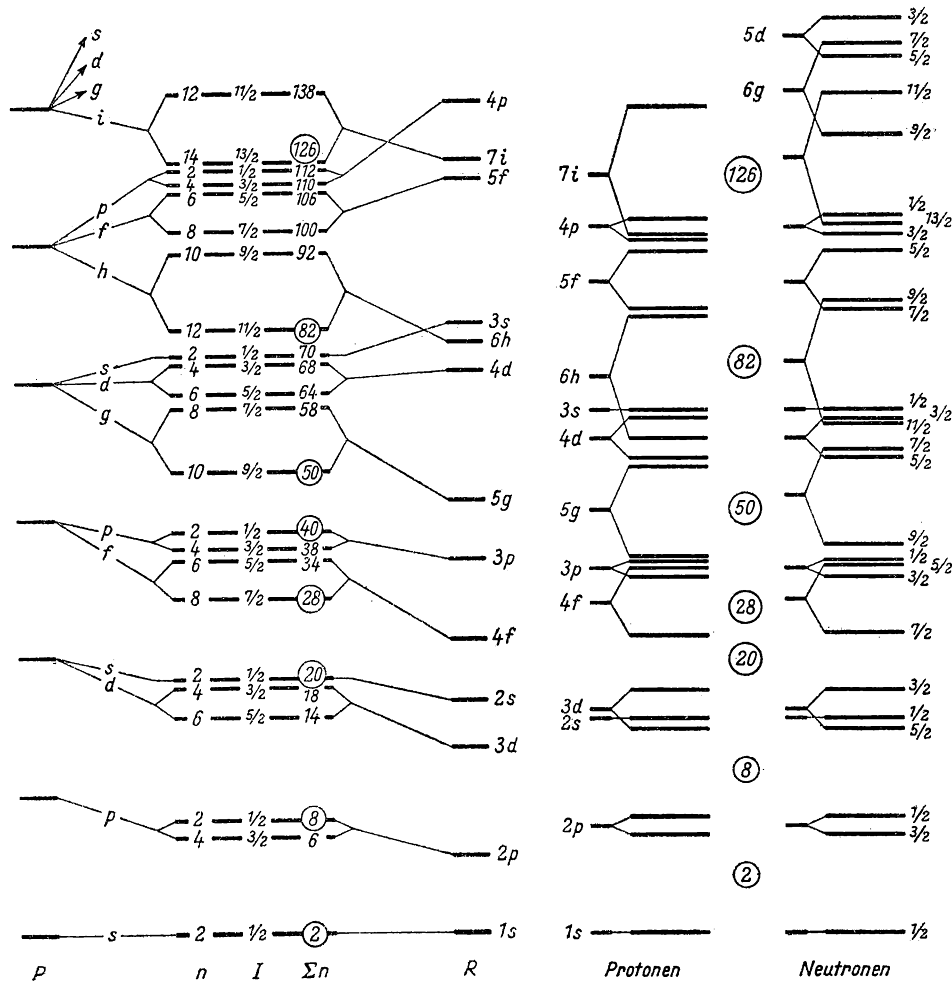


Abb. 78. Relative Lage der Energieterme im Kern nach *Haxel, Jensen* und *Suess*.
P: Termschema für ein Parabelpotential,
R: Termschema für ein Rechteckpotential,
n: Multiplizität des betreffenden Terms (= Zahl der Nukleonen, die er aufnehmen kann).
Σn: Zahl der Nukleonen, wenn alle Terme bis zum bezeichneten aufgefüllt sind.
I: Kernspin, wenn der betreffende Term ein unpaariges Nukleon enthält.

Abb. 79. Auf Grund der experimentellen Befunde verbessertes Termschema nach *Klinkenberg*.

gezeichneten zusammen. Der Übersichtlichkeit halber ist in der Abb. 78 die Aufspaltung der Terme so gezeichnet, daß noch keine Überschneidungen auftreten. Tatsächlich sind aber die Aufspaltungen der hohen Terme in manchen Fällen so groß,

daß dies eintritt. Zum Beispiel kommt der 6 h 11/2-Term unter den 3 s 1/2-Term zu liegen. Durch Zuhilfenahme des experimentellen Materials, insbesondere durch die Kenntnis der Kernspins im Grundzustand, kann man feststellen, wie weit solche Überschneidungen wirklich vorkommen. Abb. 79 zeigt das so durch *Klinkenberg* verbesserte Schema. Es existieren zwei vollkommen analoge, aber voneinander unabhängige Termfolgen für Protonen und Neutronen. Die beiden Termfolgen sind einander sehr ähnlich, jedoch liegen die Terme für Protonen wegen der *Coulomb*schen Abstoßungskräfte etwas anders als die für Neutronen, so daß die Termordnung bei nahe zusammenstehenden Termen manchmal in den beiden Fällen etwas verschieden ist (s. S. 181). In dem Schema von *Klinkenberg* tritt infolge der weiten Aufspaltung des 5 g-Terms die Zahl 40 nicht mehr als magische Zahl auf.

Nach dem *Pauli*-Prinzip kann jeder Zustand höchstens mit einer seiner Multiplizität entsprechenden Anzahl von Teilchen besetzt werden, ganz analog wie in der Atomhülle. Die betreffenden Zahlen sind in der Abb. 79 an den einzelnen Zuständen vermerkt. Im Grundzustand sind jeweils die niedrigsten möglichen Zustände besetzt. Je zwei im gleichen Zustand sitzende Nukleonen heben sich in ihrem Spin und in ihrem magnetischen Moment gegenseitig auf. Der resultierende Kernspin und das resultierende magnetische Kernmoment können daher nach dieser Theorie nur durch das letzte unpaarige Nukleon bestimmt werden.

Im allgemeinen erlaubt das Schema direkt den Spin des Grundzustands eines Kerns abzulesen. Zum Beispiel hat der Kern Cs^{133} 55 Protonen. Aus dem Schema ist ersichtlich, daß das 55. Proton in einem 5 g 7/2-Zustand sitzt, also einen Kernspin 7/2 bewirkt. In dem Neutronenschema tritt an der entsprechenden Stelle eine Überschneidung ein. Bei einem Kern mit gerader Protonenzahl und 55 Neutronen müßte also das letzte Neutron im 4 d 5/2-Zustand sitzen, der Kern müßte den Spin 5/2 haben, was beim Mo^{97} tatsächlich beobachtet ist.

Wo Terme sehr dicht zusammenliegen, kommen allerdings sogar bei Kernen mit gleicher ungerader Protonen- oder Neutronenzahl verschiedene Spinwerte vor. So hat Sb^{123} den für 51 Protonen aus dem Schema abzulesenden Spin 7/2, Sb^{121} dagegen 5/2, weil hier die Überschneidung offenbar noch ebenso wie bei Neutronen auftritt. Ferner werden Zustände mit besonders hohem Drehimpuls bei eng zusammenliegenden Termen häufig nur von einer geraden Zahl von Nukleonen besetzt. So tritt zum Beispiel nirgends der Spin 11/2 bei stabilen Kernen auf, der zwischen 70 und 82 zu erwarten wäre, da der h 11/2-Zustand offenbar immer gleich paarig besetzt wird, so daß das unpaarige Nukleon in einem der eng benachbarten Zustände sitzt.

Das häufige Auftreten von Isomeren zwischen den Nukleonenzahlen 40 und 50 und 70 und 82 findet durch dieses Modell eine zwanglose Erklärung, da hier zwei Zustände mit einem Spinunterschied von mindestens 4 unmittelbar benachbart sind. Wenn uns das Modell auch nicht erlaubt, die Energie der einzelnen Terme exakt zu berechnen, so erklärt es doch eine große Reihe von Beobachtungs-

ergebnissen und gestattet, über Eigenschaften noch nicht näher untersuchter Kerne Voraussagen zu machen.

Das eben geschilderte Modell beschreibt die einzelnen Nukleonen in einem Gesamtpotential, das von allen anderen Nukleonen herkommt. Es nimmt keine Rücksicht darauf, daß die Wechselwirkung des betrachteten Teilchens mit seinen jeweils nächsten Nachbarn besonders groß ist. Einen Schritt weiter geht eine von *Brückner* aufgestellte Theorie. In dieser wird die Wechselwirkung eines Nukleons im Kern mit seinem jeweils nächsten Nachbarn noch besonders berücksichtigt. Die Wirkung aller übrigen Kernbestandteile wird durch das Gesamtpotential in Rechnung gestellt. Die hier schon recht umständlichen numerischen Berechnungen ergeben die wahren Zustände im Kern in recht guter Näherung.

Das beschriebene Kernmodell wird in der Literatur allgemein als Schalenmodell bezeichnet, in Analogie zu dem Schalenmodell der Atomhülle, wo sich die einzelnen Schalen (K, L, M usw.) durch weit voneinander getrennte Energiezustände unterscheiden. Die weite Zustandslücke zwischen den einzelnen Schalen ist für die Atomkerne durch die magischen Zahlen bestimmt. Im Gegensatz zum Schalenmodell der Atomhülle besteht hier keine entsprechende Zuordnung der einzelnen Schalen zu räumlichen Kugelschalen, so daß der Ausdruck eigentlich irreführend ist. In der Atomhülle ist wegen des Abfalls des *Coulomb*schen Potentials mit $1/r$ jeder Schale auch eine wirkliche räumliche Kugelschale zugeordnet, in der die Elektronendichte der zu dieser Schale gehörigen Elektronen besonders hohe Werte hat. Etwas Analoges gibt es für die Nukleonenschalen im Kern nicht.

Daß das Schalenmodell überhaupt eine brauchbare Näherung für die Beschreibung der Kernmaterie darstellt, liegt daran, daß die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Nukleonen innerhalb des Kerns verhältnismäßig gering ist im Vergleich zu der zwischen freien Nukleonen. Wäre sie nur um etwa $10\,^0/_0$ kleiner, so würde ein Kern überhaupt nicht mehr zusammenhalten. Die Kernmaterie bildet auch im niedrigsten Energiezustand kein Kristallgitter wie alle Atome mit Ausnahme von Helium, sondern ein sogenanntes entartetes Gas, dessen einzelne Teilchen der Fermi-Statistik gehorchen. Da in diesem Fermi-Gas alle möglichen niedrigen Zustände besetzt sind, ist ohne Energiezufuhr kein Übergang in andere Zustände möglich.

Das Schalenmodell beschreibt die Kerne im Grundzustand und es erklärt diejenigen Anregungsterme im Kern, für die einzelne Nukleonen angeregt, das heißt auf einen höheren Zustand gehoben werden. Die Erfahrung zeigt jedoch, daß es daneben noch andere Anregungszustände gibt, bei denen offenbar nicht ein einzelnes Nukleon, sondern ein ganzes Kollektiv von solchen zugleich Energie aufnimmt. Man spricht hier von kollektiver Anregung. Die Theorie hierzu haben *Bohr*[1]) und *Mottelson* geliefert.

Bei dieser kollektiven Anregung ist der Kern gegenüber der Kugelsymmetrie etwas deformiert und die Deformation läuft analog einer Flutwelle längs seiner

[1]) *Åge Bohr*, ein Sohn des bekannten Nobelpreisträgers *Niels Bohr*.

Oberfläche um ihn. Die dazu benötigte Rotationsenergie erscheint als Anregungsenergie des Kerns. Da für den angeregten Zustand der Drehimpuls aus dem Spin und die Anregungsenergie aus gleich zu beschreibenden Experimenten bekannt sind, läßt sich das zugehörige Trägheitsmoment errechnen. Es ergibt sich eine wesentlich kleinere Größe als für das Trägheitsmoment des gesamten Kerns, was beweist, daß nur ein Teil der Kernmaterie, eben die Oberflächenwelle, an der Rotation beteiligt ist.

Das Schalenmodell und das kollektive Modell sind nicht zwei sich ausschließende Theorien, sondern jede beschreibt einen Teil der gesamten Zustandsmannigfaltigkeit. Einen analogen Fall haben wir bei den Energietermen in der Elektronenhülle eines Moleküls. Hier gibt es Terme, die der Anregung einzelner Elektronen entsprechen, analog den Termen in den Atomspektren und solche, die der Anregung von Rotationen und Schwingungen des Gesamtmoleküls entsprechen.

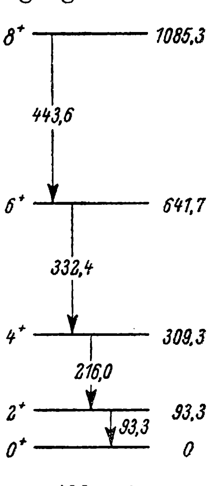


Abb. 80. Termschema und Gammaübergänge in Hafnium 180.

Die niedrigsten Energieterme der schweren Kerne sind im allgemeinen durch kollektive Anregung bestimmt. Ihre Beobachtung ist unter anderem möglich durch die sogenannte *Coulomb*-Anregung (Seite 131), bei der entweder der Energieverlust des unelastisch gestreuten Teilchens oder die dabei entstehende Gammastrahlung gemessen werden. Für die schwersten Kerne gibt die Untersuchung der Spektren der Alphastrahlung gute Auskünfte über diese Terme. Wie schon auf Seite 65 erwähnt, ist die Anregungsenergie der niedrigsten Terme in diesen Fällen bei doppelt geraden Kernen durch das Verhältnis gegeben, $(2 \cdot 3) : (4 \cdot 5) : (6 \cdot 7) : (8 \cdot 9) \ldots$ oder $1 : 3\frac{1}{3} : 7 : 12$. Die Parität dieser Zustände ist immer gerade. Die zugehörigen Spinwerte sind die Folge der geraden Zahlen 0, 2, 4, 6, 8 usw. Als Beispiel für ein derartiges Gammaspektrum ist in Abb. 80 das Gammaspektrum von Hf^{180} angegeben. Es führt jeweils ein E 2-Übergang von einem angeregten Term zum nächstniedrigeren (siehe auch § 13). Die Energien der Gammaquanten sind nach abnehmender Intensität geordnet, $1 : 2\frac{1}{3} : 3\frac{2}{3} : 5$. In dem Beispiel der Abb. 80 würde dem ein Gammaspektrum mit den Linien 93,3; 217,7; 342,1; 466,5 entsprechen. Die Abweichungen von diesen Werten sind durch eine berechenbare Wechselwirkung zwischen Rotation und möglichen Schwingungen bedingt. Bei schweren Kernen entspricht dem untersten Übergang im allgemeinen eine Energiedifferenz von 40 bis 100 keV. Nur in der unmittelbaren Umgebung von Blei ist dieser Wert viel größer.

Bei ungeraden Kernen bestehen etwas kompliziertere Gesetzmäßigkeiten, die sich wesentlich nach dem Spin des Grundzustands richten. Über jedem durch Nukleonenanregung bedingten Term, der sich aus dem Schalenmodell ergibt, ist ein analoges System von kollektiven Anregungsniveaus zu finden. Die Verhältnisse entsprechen also weitgehend denen in den Elektronenhüllen bei den Bandenspektren

der Moleküle. Neben diesen Rotationstermen sollten ganz in Analogie zu den Molekülspektren auch Schwingungsterme im Kern auftreten. Experimentell sind diese jedoch noch nicht gesichert.

Im Kern stört im allgemeinen das Auftreten der kollektiven Anregungsenergie die Struktur der Terme nach dem Schalenmodell nur wenig. Dies kommt daher, daß die Zeit, die ein Nukleon braucht, um den Kern einmal zu durchlaufen, sehr klein ist im Vergleich zu der Zeit, in der die Oberflächenwelle umläuft.

Nach einem Hin- und Hergang im Kern findet ein Nukleon also den Kern noch nicht merklich verändert. Nur in bestimmten Fällen ist dies nicht mehr ganz richtig, insbesondere ganz dicht an den magischen Zahlen, also vor allem beim Blei. Hier ist eine gegenseitige Beeinflussung der beiden Termsysteme festzustellen.

VI. TEILCHENBESCHLEUNIGER

§ 27. *Natürliche Alphastrahler als Quellen schneller Kerngeschosse*

Die erstaunlich schnelle Entwicklung der Kernphysik in den letzten 25 Jahren war nur dadurch möglich, daß neuartige technische Hilfsmittel geschaffen wurden, die es dem Physiker erlauben, Kernreaktionen willkürlich einzuleiten und in allen Einzelheiten zu beobachten. Diese Hilfsmittel wollen wir im folgenden behandeln. Sie bestehen zum größten Teil in Vorrichtungen zur Erzeugung und zum Nachweis schnellfliegender, meist elektrisch geladener Teilchen; denn die meisten Kernuntersuchungen beruhen darauf, daß man zwei Kerne mit hoher Geschwindigkeit aufeinanderprallen läßt oder daß man schnelle Teilchen beobachtet, die von einem Kern ausgeschleudert werden. Auch Teilchen, die man nicht direkt beobachten kann, wie Neutronen oder Gammastrahlen, machen sich dadurch bemerkbar, daß sie sekundär geladene Teilchen, Elektronen oder Atomkerne, in schnelle Bewegung versetzen. Die Erzeugung von Neutronen und deren Nachweis ist zum Teil schon im Abschnitt IV behandelt worden, da es sich bei diesen experimentellen Hilfsmitteln um die Ausnützung typisch kernphysikalischer Vorgänge handelt. Die im folgenden behandelten Apparate stellen dagegen, soweit wir von Reaktoren und von der natürlichen Radioaktivität zur Erzeugung von Alphateilchen absehen, eine technische Ausnützung altbekannter physikalischer Gesetze dar, die an sich mit der Kernphysik nichts zu tun haben. Zunächst soll von der Erzeugung schneller Teilchen die Rede sein.

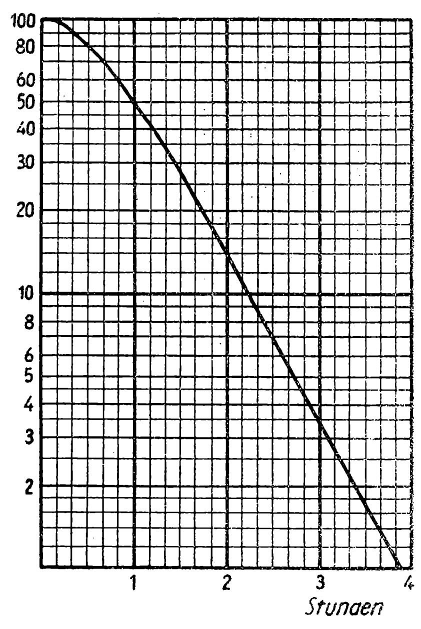


Abb. 81. Abfall der Alphaaktivität von Radium C′ (zur Zeit 0 stehen RaA + B + C im radioaktiven Gleichgewicht).

Das erste Hilfsmittel zur Erzeugung schneller Teilchen gab uns die Natur selbst in Form der radioaktiven Substanzen in die Hand. Unter diesen senden viele Alphateilchen aus, das sind elektrisch geladene Heliumkerne mit einer Geschwindigkeit von $1 - 2 \times 10^9$ cm/sec, also etwa $^1/_{20}$ der Lichtgeschwindigkeit. Die Energie dieser

Teilchen entspricht der einer elektrischen Elementarladung, die durch eine Spannungsdifferenz von 5 bis 8 Millionen Volt beschleunigt worden ist. Die natürlichen Alphastrahler werden auch heute noch für kernphysikalische Untersuchungen verwendet, da ein Alphastrahlpräparat in sehr kleine, handliche Form zu bringen ist und deswegen manche Vorteile gegenüber den großen Apparaturen bietet, welche man zur künstlichen Erzeugung sehr energiereicher Teilchen benötigt. Im wesentlichen werden zur Einleitung weiterer Kernumwandlungen drei radioaktive Stoffe als alphastrahlende Präparate verwendet, nämlich Radium C′, Polonium und Thorium C + C′.

Präparate von RaC′ stellt man dadurch her, daß man einen elektrisch negativ geladenen Präparatträger für etwa drei Stunden in möglichst gut gereinigte Radiumemanation einbringt. Die Energie der Alphateilchen ist 7,683 MeV. Der Abfall der Alphaaktivität ist in Abb. 81 dargestellt.

Poloniumpräparate gewinnt man am besten dadurch, daß man einen Präparatträger aus Silber in einer Radium-D-Lösung rotieren läßt. Die Alphateilchen des Poloniums haben eine Energie von 5,30 MeV. Die Halbwertszeit dieses reinen Alphastrahlers ist 138 Tage.

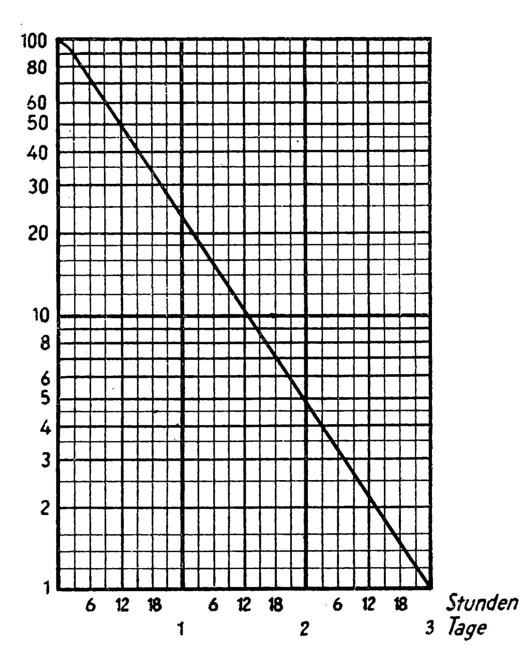


Abb. 82. Abfall der Alphaaktivität von Thorium C + C′ (zur Zeit 0 stehen ThA + B + C im radioaktiven Gleichgewicht).

Die energiereichste natürliche Alphastrahlung liefert Thorium C′. Man stellt die Präparate dadurch her, daß man das Blech, welches als Präparatunterlage dienen soll, in einem Gefäß über ein stark emanierendes Radiothorpräparat bringt. Der Abfall der Alphaaktivität des Thorium C + C′, das selber eine wahrscheinliche Lebensdauer von rund einer Stunde hat, ist im wesentlichen durch die Halbwertszeit der Muttersubstanz Thorium B mit 10,6 Stunden bestimmt. Der Abfall von Thorium C + C′ ist in Abb. 82 gezeichnet. Die Energie der Alphastrahlung von Thorium C′ ist 8,78 MeV, diejenige der Alphastrahlung von Thorium C 6,06 MeV. 65% der Alphateilchen des Präparats kommen von Thorium C′, 35% von Thorium C.

§ 28. *Beschleunigung von Ionen durch Hochspannung*

Es gibt prinzipiell mehrere Methoden, elektrisch geladene Teilchen künstlich auf so hohe Geschwindigkeiten zu beschleunigen, daß sie imstande sind, Kernumwand-

lungen hervorzurufen. Eine Methode ist, die Teilchen ein entsprechend hohes elektrisches Potentialgefälle durchlaufen zu lassen; die zweite beruht darauf, daß dem in einem magnetischen Feld umlaufenden Teilchen durch ein geeignet wirkendes elektrisches Wechselfeld viele verhältnismäßig kleine Beschleunigungsstöße erteilt werden. Bei einer dritten Methode werden die in einem veränderlichen Magnetfeld auftretenden tangentialen elektrischen Kräfte zur Beschleunigung ausgenützt.

Bei der ersten Methode der Beschleunigung durch hohe Spannung kommt es im wesentlichen auf zwei Dinge an: erstens geeignete Ionen in hinreichender Menge aus neutralen Atomen oder Molekülen zu erzeugen und zweitens eine Anordnung zu konstruieren, in welcher diese Ionen ein sehr hohes elektrisches Potentialgefälle durchlaufen können. Man kann diese beiden Grundbestandteile der Anlage in einen zusammenfassen, indem man an ein Entladungsrohr, das mit verdünntem Gas gefüllt ist, eine verhältnismäßig hohe Spannung legt. In der Gasentladung werden Ionen gebildet, die dann durch die angelegte Spannung weiter beschleunigt werden. Solche Entladungsrohre lassen sich aber nur bis zu Spannungen von höchstens 100 kV konstruieren, was für die allermeisten Kernreaktionen zu wenig ist. Immerhin konnte *Döpel* zeigen, daß sich mit so einer verhältnismäßig einfachen Anordnung schon verschiedene Demonstrationsversuche durchführen lassen, wie zum Beispiel die Aufspaltung von Lithium in zwei Alphateilchen beim Beschuß durch Protonen oder die Erzeugung von Neutronen durch den Zusammenstoß zweier Deuteronen.

Um größere Ausbeuten zu bekommen, verwendet man regelmäßig die sogenannte Nachbeschleunigungsmethode, die auf *Wilhelm Wien* zurückgeht. Das Prinzip ist folgendes: Durch eine Hilfsentladung werden bei einem Gasdruck von etwa 0,01 Torr Ionen erzeugt, die durch einen schmalen Schlitz oder Kanal in einen Beschleunigungsraum gelangen, in dem der Druck wesentlich unter 0,001 Torr liegt. Abb. 83 zeigt eine schematische Skizze dieser Anordnung. Die Druckdifferenz längs des Kanals wird durch eine Diffusionspumpe mit hoher Sauggeschwindigkeit aufrechterhalten. Der Druck im Beschleunigungsraum muß so niedrig sein, daß in ihm keine selbständige elektrische Ladung mehr auftreten kann. In diesem Beschleunigungsraum werden die Ionen nun durch eine oder mehrere Hochspannungsstufen auf die gewünschte hohe Geschwindigkeit gebracht. Das technische Problem bei der Aufstellung einer solchen Apparatur gliedert sich also in drei Teile, erstens die Aufstellung einer Hochspannungsanlage, zweitens die Herstellung eines Nachbeschleunigungsrohres und drittens den Bau der Ionenquelle. Wir wollen uns im folgenden mit diesen Problemen auseinandersetzen.

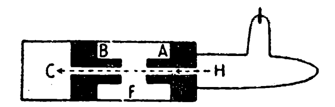


Abb. 83. Nachbeschleunigung nach *Wien* (schematisch). *H* Hilfsentladung, *A B* Beschleunigungsfeld, *C* Beobachtungsraum.

Die Anwendung hoher Wechselspannungen wäre an sich denkbar, denn man hat auch bei Wechselspannungen etwa während eines Drittels der gesamten Periode eine verhältnismäßig hohe Potentialdifferenz mit richtigem Vorzeichen am Beschleuni-

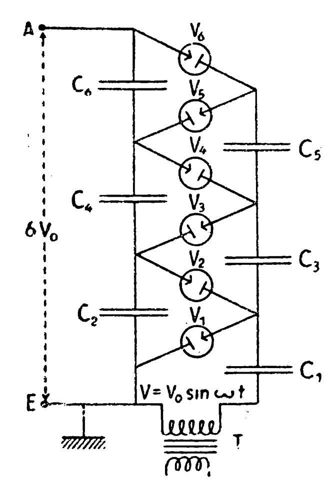


Abb. 84. Kaskadenschaltung nach *Greinacher*. Durch die Ventile V_1—V_6 kann immer nur negative Ladung nach unten fließen. Wird an den Eingangstransformator Wechselspannung gelegt, so laden sich daher die Kondensatoren C_1—C_6 so auf, daß die obere Platte positiv wird. Bei schwacher Belastung erhält jeder schließlich die doppelte Scheitelspannung der Sekundärseite des Transformators ($2\,V_0$). Zwischen den Punkten A und E in der Zeichnung liegt also eine Gleichspannung $6\,V_0$.

gungsrohr liegen. Jedoch bieten solche Anlagen ganz erhebliche technische Schwierigkeiten, sobald die Spannung 1 Million Volt erreicht. Man arbeitet daher ausschließlich mit Gleichspannung, die ja für alle hier in Frage kommenden Versuche besonders vorteilhaft ist.

Eine viel benutzte Schaltung zur Erzeugung hoher Gleichspannungen wurde von *Greinacher* erfunden. Sie ist in Abb. 81 im Schema dargestellt. Man bezeichnet sie heute als Kaskadenschaltung. Diese Schaltung wurde zuerst von *Cockcroft* und *Walton* für kernphysikalische Versuche angewandt. Diesen gelangen mit Hilfe einer derartigen Anlage die ersten Kernumwandlungen durch künstlich beschleunigte Teilchen. Technisch gut durchkonstruierte Anlagen nach dem Kaskadenprinzip werden heute von verschiedenen Firmen in den Handel gebracht. Anlagen nach dem *Greinacher*schen Schaltschema sind für kernphysikalische Untersuchungen etwa bis zu 2 Millionen Volt in Betrieb.

Will man zu noch höheren Spannungen übergehen, so erweist es sich als zweckmäßig, für die Spannungserzeugung zu den alten elektrostatischen Prinzipien zurückzugreifen. Nach diesen Prinzipien hat *van de Graaff* einen Hochspannungsgenerator konstruiert, dessen Wirkungsweise in Abb. 85 veranschaulicht ist. Eine große elektrisch leitende Kugel ist die Hochspannungselektrode, der durch ein Band aus Isoliermaterial dauernd elektrische Ladung zugeführt wird. Positive Ladung wird unten auf das Band aufgesprüht, im allgemeinen durch eine Hilfspannung von 10 bis 20 kV. Die Sprühvorrichtung besteht entweder aus einem dünnen Draht von etwa 0,2 mm Durchmesser oder aus einer Reihe nebeneinandergestellter Spitzen. Als Gegenelektrode dient entweder die Walze, über die das Band läuft, oder eine geerdete Platte. In der Kugel wird durch einen ähnlichen Mechanismus die auf dem Band sitzende Ladung wieder abgenommen. Man kann es so einrichten, daß das Band beim Hinuntergehen wieder eine entsprechende Menge negativer Ladung mitnimmt. Wird der Anlage kein Strom entnommen, so lädt sich die Kugel hierbei so lange auf, bis an ihrer Oberfläche die Durchschlagsfeldstärke des sie umgebenden Gases erreicht ist. Die mögliche Stromentnahme richtet sich nach der Ladungsmenge, die das Band mitführen kann. Das ist in Luft pro Quadratzentimeter Bandfläche etwa $1{,}7 \times 10^{-9}$ Cb auf jeder Bandseite. Bei einer Bandbreite von b cm und einer Bandgeschwindigkeit von v cm/sec ist also die Höchststromstärke rund $3{,}5 \times b \times v \times 10^{-9}$ A. Das

ergibt Stromstärken in der Größenordnung Milliampère. Um Gleitfunken längs der Isolatoren und der Bänder zu vermeiden ist es erforderlich, für einen gleichmäßigen Potentialabfall zu sorgen. Man kann das in der Weise machen, daß man die Anlage mit einem System von Ringen umgibt. Die Ringe sind entweder durch hochohmige Widerstände verbunden oder es sind zwischen ihnen kleine einstellbare Funkenstrecken angebracht, meist Spitzen gegen Platten, die den Ausgleich zu großer Potentialdifferenz bewirken. Bei Anlagen für hohe Spannungen ist es nötig, die Potentialsteuerung auf die unmittelbare Nähe des Bandes auszudehnen.

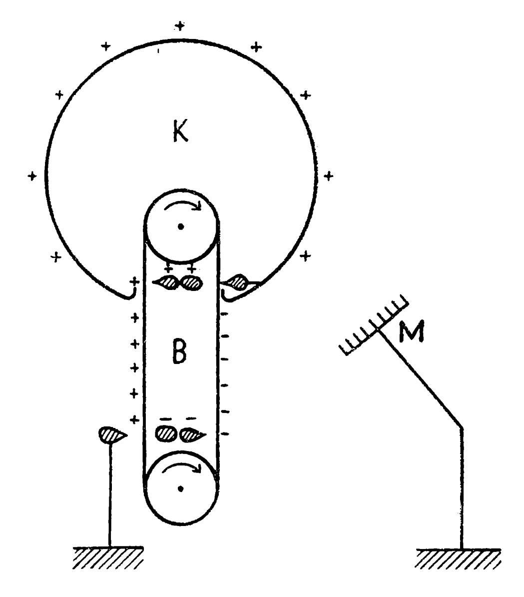


Abb. 85. Bandgenerator für höchste Spannungen (schematisch).

Die mit Hilfe eines elektrostatischen Generators erreichbare Spannung ist dadurch bestimmt, daß schließlich an seiner Oberfläche die elektrische Durchschlagsfeldstärke des umgebenden Gases erreicht wird. Diese ist in Luft von Atmosphärendruck etwa 30000 Volt/cm. Die Feldstärke an der Oberfläche einer geladenen Kugel mit dem Potential V gegen Erde und dem Radius R ist, wenn die Dimensionen des Raumes, der die Kugel umgibt, sehr groß gegen R sind, $F = V/R$. Beispielsweise hat eine Kugel von 1 m Durchmesser an ihrer Oberfläche die erwähnte Durchschlagsfeldstärke, wenn $V = 1{,}5$ Millionen Volt ist. Tatsächlich wird dieser Wert nicht erreicht; erstens weil sich die Wände immer in Entfernungen befinden, die noch mit dem Kugeldurchmesser vergleichbar sind, zweitens weil die Feldverteilung an der Oberfläche immer durch kleine Unebenheiten und anhaftenden Staub merklich gestört wird. Ist der Raum, in dem die Kugel aufgestellt werden soll, vorgegeben, so erreicht man

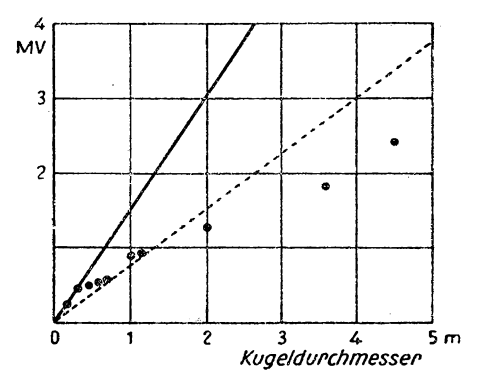


Abb. 86. Maximalspannung von Bandgeneratoren in freier Luft in Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser. Punkte: praktisch erreichte Spannung bei verschiedenen Anlagen. Ausgezogene Gerade: berechnete Höchstspannung für 30 kV/cm Durchschlagsfeldstärke und unendlich ferne Wand. Gestrichelte Gerade: für Kugel in Raum von doppeltem Kugeldurchmesser.

die höchste Spannung, wenn der Durchmesser der Kugel halb so groß ist wie der Durchmesser des Raumes. Der Raum ist dabei angenähert kugelförmig vorausgesetzt, was bei den unten angegebenen Druckgeneratoren wohl immer der Fall ist. Allgemein ist daher die höchste erreichbare Spannung auf einer optimal dimensionierten Kugel in einem vorgegebenen Raum nur halb so groß wie auf einer gleich großen Kugel, die frei aufgestellt ist. Es ergibt sich für eine Kugel von 1 m Durchmesser in einem Raum von 2 m Durchmesser bereits bei einer Spannung von 750 kV an der Kugeloberfläche die Durchschlagsfeldstärke für Luft. Die mit verschiedenen Kugeldurchmessern in Luft erreichten tatsächlichen Werte sind in Abb. 86 dargestellt.

Eine wesentliche Erhöhung der Spannung läßt sich erzielen, wenn man die ganze Anlage in einen Raum mit erhöhtem Druck stellt. Die erreichbare Höchstspannung sollte theoretisch proportional dem Druck sein, tatsächlich bleiben die gemessenen Werte in solchen Druckanlagen erheblich hinter den errechneten Werten zurück. Eine weitere Spannungserhöhung kann man dadurch erreichen, daß man die Durchschlagsfeldstärke der umgebenden Luft durch Zusatz bestimmter schwerer Dämpfe heraufsetzt, zum Beispiel durch Zusatz von Tetrachlorkohlenstoff (CCl_4) oder Freon (CCl_2F_2). Allerdings zersetzen sich Teile dieser beigemengten Gase allmählich unter dem Einfluß der elektrischen Sprühentladungen, und die Zersetzungsprodukte (Chlor und Fluor) wirken schädlich auf alle Isolationsmaterialien. Abb. 144 auf Tafel VII zeigt einen modernen Druckbandgenerator für 3 MeV.

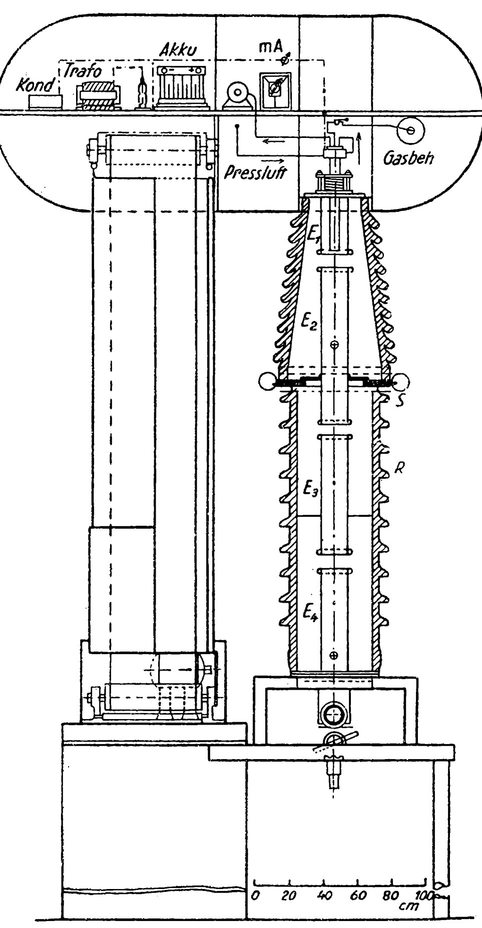


Abb. 87. Schema des Bandgenerators von *Bothe* und *Gentner*.

Das Potential eines Bandgenerators läßt sich sehr leicht steuern, indem man einen geerdeten Metallkamm oder eine geerdete kleine Kugel in verschiedenen bestimmten Entfernungen von der Konduktorkugel aufstellt und so die Feldstärke an der Kugeloberfläche beeinflußt. Besser ist es, die Steuerung dadurch vorzunehmen, daß man die auf das Band gesprühte Elektrizitätsmenge elektronisch regelt. Auf diese Weise

läßt sich die Spannung auf Bruchteile von Promille stabilisieren. Als Konduktor kann man statt einer vollen Kugel natürlich auch zwei halbe Kugeln verwenden, die in der Mitte durch ein zylindrisches Stück verbunden sind. Man hat in diesem Falle mehr Platz zur Anbringung der Ladungsbänder und des Beschleunigungsrohrs. Eine derartige Anlage ist in Abb. 138, Tafel III, dargestellt. Sie zeigt einen gut durchkonstruierten Bandgenerator, den *Bothe* und *Gentner* 1937 in Heidelberg aufgebaut haben. Er arbeitet heute noch einwandfrei. Abb. 87 zeigt einen Querschnitt durch diese Anlage.

Das Beschleunigungsrohr wird bei allen Hochspannungsanlagen in mehrere Teile unterteilt, so daß an jedem Teil eine Potentialdifferenz von höchstens 200 bis 300 kV liegt. Die Rohre sind aus Keramik. Man muß pro 100 kV mindestens 10 cm Isolationsweg rechnen, auch wenn man die Anlage unter Druck setzt. Die Elektroden sind Metallzylinder, deren Endflächen nur 1 bis 2 cm voneinander abstehen. Die Dichtung geschieht bei größeren Anlagen regelmäßig durch eingelegte Gummiringe.

Zur Herstellung der Ionen, die beschleunigt werden sollen, muß zunächst ein Plasma erzeugt werden. Der Name Plasma ist von *Langmuir* für ein stark ionisiertes Gas eingeführt worden. Aus diesem Plasma werden die gewünschten Ionen durch ein geeignetes elektrisches Feld herausgezogen. Bei älteren Anlagen wurde gewöhnlich ein sogenanntes Kanalstrahlrohr verwendet. Hier wird durch eine verhältnismäßig hohe Spannung in einem Gas von 0,001 bis 0,01 Torr Druck eine elektrische Entladung aufrechterhalten, aus der die positiven Ionen durch eine Bohrung in der Kathode (dem Kanal) als sogenannte Kanalstrahlen herausgezogen werden. Im Kanal konnte durch Pumpen ein Druckgefälle aufrechterhalten werden, denn der Druck im Beschleunigungsraum mußte um etwa zwei Zehnerpotenzen niedriger sein als im Entladungsraum. Diese Art von Ionenquellen ist einfach und betriebssicher. Sie hat jedoch eine Reihe von Nachteilen. Insbesondere ist die Energie der Kanalstrahlen stark inhomogen, so daß viele Experimente, bei denen es auf sehr einheitliche Energie ankommt, nicht ohne weiteres durchführbar sind. Ferner sind die erreichbaren Stromstärken nicht besonders hoch.

Heute verwendet man daher meist Ionenquellen, die mit sehr niedrigen Spannungen auskommen und dabei hohe Ströme liefern. Dies kann durch Verwendung einer heißen Kathode erreicht werden, die Elektronen aussendet, welche die Ionisierung des Gasraumes besorgen. Vielfach wird auch ein Magnetfeld verwendet, durch das die Elektronen auf schraubenförmige Bahnen gezwungen werden. Man nennt diese Anordnung eine *Penning*-Entladung. Auf diese Weise wird der von einem Elektron zurückgelegte Weg stark vergrößert und die von ihm hervorgerufene Ionisierung entsprechend verstärkt. Schließlich werden häufig elektrische Hochfrequenzfelder verwendet, in denen die Elektronen längere Zeit hin- und herpendeln, bevor sie auf eine Elektrode auftreffen. Auch auf diese Weise wird ihre Weglänge und damit die Ionisierung vergrößert. Die an einer modernen Ionenquelle anliegenden elektrischen Potentialdifferenzen sind nur in der Größenordnung einiger hundert Volt, so daß der durch einige hunderttausend Volt nachbeschleunigte Ionenstrahl nur eine Energie-

unschärfe in der Größenordnung Promille zeigt. In allen Fällen gelangen die in der Ionenquelle erzeugten Ionen durch eine enge Blende oder einen Kanal in den Beschleunigungsraum, so daß zwischen beiden Räumen die notwendige Druckdifferenz aufrechterhalten werden kann.

§ 29. *Linearbeschleuniger*

Will man nach den bisher beschriebenen Methoden hohe Ionengeschwindigkeiten erreichen, so muß man entsprechend große elektrische Potentialdifferenzen anwenden. Es lassen sich nun verschiedene Methoden ausdenken, durch die man erreichen kann, daß ein Teilchen mehrmals hintereinander durch die gleiche Potentialdifferenz beschleunigt wird. Eine derartige Methode, die zuerst von *Wideröe* entwickelt wurde, ist in Abb. 88 schematisch dargestellt. Man hat eine Reihe verschieden langer Rohre $ABCDEF$, die so hintereinander aufgestellt sind, daß jeweils das erste, dritte und fünfte mit dem einen, das zweite, vierte und sechste mit dem anderen Pol einer hochfrequenten Wechselspannung verbunden ist. Wird nun bei A in einem geeigneten Bereich der Wechselstromphase ein Ion gebildet, so wird es durch das Feld zwischen A und B auf eine gewisse Geschwindigkeit beschleunigt. Die Länge der röhrenförmigen Elektrode B ist so berechnet, daß das Teilchen zum Durchlaufen von B mit der durch die Beschleunigung zwischen A und B erreichten Geschwindigkeit gerade die Zeit einer halben Wechselstromperiode braucht. Die Umstellung des Potentials geschieht also, während sich das Teilchen in dem feldfreien Raum innerhalb der Elektrode B befindet. So wird das Teilchen zwischen B und C gerade wieder ein so gerichtetes elektrisches Feld antreffen, daß es weiter beschleunigt werden kann. Entsprechend der nun größeren Geschwindigkeit macht man die Röhre C um ein bestimmtes Stück länger, so daß das Teilchen zwischen C und D wieder gerade die richtige Spannungsphase antrifft. Dies kann man noch mehrmals wiederholen. Es läßt sich leicht ausrechnen, daß der Apparat besonders für leichte Teilchen, wie Wasserstoffionen, nach ganz wenigen Stufen recht große Dimensionen annehmen muß, solange man nicht mit sehr kleiner Wellenlänge, also hoher Frequenz arbeitet. Eine derartige Vorrichtung wurde von *Lawrence* an Quecksilberionen praktisch ausprobiert, und es gelang damit, diese in zehn Stufen auf eine Million Elektronvolt zu beschleunigen. Für Kernumwandlungen war dieser erste Apparat zur Vielfachbeschleunigung jedoch ohne Bedeutung. Er hat mehr historisches Interesse als Vorläufer der im folgenden beschriebenen Geräte.

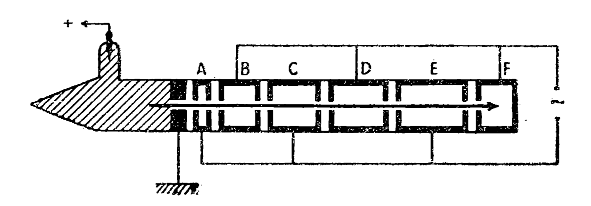


Abb. 88. Vielfachbeschleunigung nach *Wideröe* (schematisch).

Bei praktisch brauchbaren Apparaten muß man mit sehr kleinen Wellenlängen arbeiten, trotzdem werden die Geräte sehr groß, oft über 100 m lang. Erst durch Zuhilfenahme der Erfahrungen der modernen Hochfrequenztechnik ist es möglich geworden, praktisch verwertbare Apparate, die nach diesem Prinzip arbeiten, zu konstruieren. Sie werden als *Linearbeschleuniger* bezeichnet. Die Teilchen werden gewöhnlich durch einen einfach beschleunigenden Apparat, zum Beispiel einen Hochspannungsgenerator nach *van de Graaff*, auf einige Millionen Elektronvolt vorbeschleunigt und gelangen dann bereits mit ziemlich hoher Geschwindigkeit in den Vielfachbeschleuniger.

Es gibt verschiedene Typen dieses Geräts. Bei der einen Type läuft die Hochfrequenzwelle längs eines Rohres, das durch geeignet eingebaute Blenden so eingerichtet ist, daß die Phasengeschwindigkeit der Welle gerade der jeweiligen Teilchengeschwindigkeit entspricht. Diese Art wird meist zur Beschleunigung von Elektronen verwendet, die das Gerät mit Lichtgeschwindigkeit durchlaufen.

Bei einem zweiten Typ, der besonders zur Beschleunigung von Ionen Anwendung findet, werden einzelne hintereinanderstehende Kurzwellenresonatoren verwendet. Die Teilchen müssen diese so durchlaufen, daß sie beim Durchgang durch jeden Resonator gerade eine beschleunigende Feldrichtung vorfinden. Wenn sie in der Phase um mehr als $\pi/2$ gegenüber der Scheitelfeldstärke zurückbleiben, werden sie wieder abgebremst. Die Frequenzen liegen in der Größenordnung einiger hundert Megahertz. Die Schwingkörper haben Dimensionen in der Größenordnung einer Wellenlänge. Die Metallkörper stellen bei so hoher Frequenz nicht mehr Äquipotentialflächen dar. Es bilden sich im Gegenteil ganz erhebliche Potentialunterschiede zwischen den Enden eines jeden Hohlraumresonators aus, die bei praktisch ausgeführten Geräten Scheitelwerte von über einer Million Volt aufweisen.

Bei der Beschleunigung von schweren Teilchen, insbesondere Protonen, ist die Teilchengeschwindigkeit noch merklich unter der Grenzgeschwindigkeit (= Lichtgeschwindigkeit). Hier kann eine Teilchenwolke zusammengehalten, das heißt, auf eine bestimmte Phase der Welle fokussiert werden, wenn sie jeweils während der Phase beschleunigt wird, in der die Beschleunigungsspannung ansteigt. Ist ein Teilchen aus der Wolke etwas zu schnell, so eilt es zunächst in der Phase vor, kommt in ein Gebiet zu kleiner Feldstärke und wird weniger beschleunigt als ein „synchrones“ Teilchen. Es kommt also allmählich wieder in der Phase zurück. Genau das umgekehrte geschieht für ein Teilchen, das hinter der synchronen Phase zurückgeblieben ist. Wir werden sehen, daß diese Art der „Phasenfokussierung“ auch bei anderen Beschleunigertypen, zum Beispiel beim Synchro-Zyklotron und Synchrotron, eine entscheidende Rolle spielt. Bei Elektronen, die schon bei wenigen Millionen Elektronvolt mit großer Genauigkeit Lichtgeschwindigkeit haben, versagt diese Art der Phasenfokussierung, da die Geschwindigkeit sich mit der Energie nicht mehr ändert. Hier muß man dafür sorgen, daß die beschleunigende Welle auch exakt mit Lichtgeschwindigkeit läuft.

In einem Linearbeschleuniger für Protonen oder schwere Ionen werden nur solche Teilchen beschleunigt, die um die synchrone Phase pendeln. Die Geschwindigkeit dieser Teilchen hängt noch stark von der Energie ab. Daher ist der austretende Teilchenstrom an Geschwindigkeit und Energie gut homogen. Im Gegensatz dazu hängt bei den Elektronen, die aus einem Linearbeschleuniger kommen, die Geschwindigkeit nicht mehr von der Energie ab; denn sie laufen ja praktisch mit Lichtgeschwindigkeit. Es gibt also keine Phasenfokussierung mehr, und es kommen auch Teilchen durch, die dauernd merklich außerhalb der Sollphase mitgelaufen waren. Ein Linearbeschleuniger für Elektronen kann daher keinen Strahl homogener Energie liefern. Aus dem Elektronenstrom wird gewöhnlich nach dem Austreten aus dem Beschleuniger durch Ablenkmagneten ein einigermaßen homogener Anteil ausgesondert.

Der erste größere Linearbeschleuniger wurde 1947 von *Alvarez* fertiggestellt. Er steht in Berkeley in Kalifornien. In ihm werden Protonen in 47 Stufen auf 32 MeV beschleunigt. Die Energiezufuhr geschieht durch Magnetrons, mit je 100 kW Spitzenleistung. Das Gerät ist 12 m lang. Es arbeitet mit einer Frequenz von 200 MHz und gibt 50 Stromstöße in der Sekunde von je 0,2 msec Dauer. Die mittlere Stromstärke ist 0,08 μA. Die Protonen werden durch einen Bandgenerator mit 4 MeV eingeschossen.

Ein gut funktionierender Elektronenbeschleuniger steht in Stanford in Kalifornien. Die Hochfrequenzenergie wird durch 22 Klystrons von 17 MW Spitzenleistung zugeführt. Die Frequenz ist 2850 MHz. Der Beschleuniger ist 70 m lang. Er liefert 60 Stromstöße in der Sekunde von je 0,3 μsec Dauer. Die mittlere Stromstärke ist 0,5 μA. Die Elektronen werden mit 80 keV eingeschossen und erreichen eine Endenergie von 600 MeV. Trotz der beträchtlichen Länge des Apparats macht das Zusammenhalten der Elektronen in einen enggebündelten Strahl keine Schwierigkeiten, denn wegen der relativistischen Längskontraktion „sehen" die Elektronen das ganze Gerät nur 30 cm lang.

§ 30. *Zyklotron*

Wesentlich älter und weiter verbreitet als die Linearbeschleuniger ist ein Zirkularbeschleuniger, der schon 1932 von *Lawrence* und seinen Mitarbeitern konstruiert wurde und unter dem Namen Zyklotron bekannt geworden ist. Denken wir uns den auf Seite 204 beschriebenen Apparat zur Vielfachbeschleunigung in ein Magnetfeld gesetzt, dann werden die geladenen Teilchen nicht mehr geradlinig fliegen, sondern kreisförmige Bahnen beschreiben. Der Radius eines solchen Kreises ist bestimmt durch die Gleichung

$$r = \frac{m v}{e B}, \tag{1}$$

wobei m die Masse des Teilchens, v seine Geschwindigkeit, e seine elektrische Ladung und B das Magnetfeld bedeuten. Die Zeit, die das Teilchen für einen Umlauf braucht,

ist Kreisumfang geteilt durch Geschwindigkeit, also $t = \frac{2\pi r}{v}$, oder wenn wir den Wert für r aus Gleichung (1) einsetzen, $t = \frac{2\pi m}{e\,B}$. Die Größe v ließ sich wegkürzen, die Zeit ist also unabhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens oder vom Radius seiner Bahn; sie hängt nur von seiner Masse, seiner Ladung und vom Magnetfeld ab. Diese Größen bleiben bei nicht allzu hoher Energie für alle Beschleunigungsstufen konstant. Man kann daher das in Abb. 88 gezeichnete Röhrensystem $ABCDEF$ durch zwei flache halbkreisförmige (D-förmige) Dosen ersetzen und diese Dosen in ein geeignetes Magnetfeld bringen. Ihrer Form wegen bezeichnet man diese Elektroden kurz als D-Elektroden. Das Schema einer derartigen Anlage ist in Abb. 89 dargestellt. Man erzeugt in der Mitte des Magnetfeldes auf irgendeine Weise Ionen und legt an die D-Elektroden eine hochfrequente Wechselspannung von der Frequenz

$$\nu = \frac{e\,B}{2\pi m}, \qquad (2)$$

die durch einen starken Kurzwellensender erzeugt wird. Dann wird ein in der Mitte erzeugtes Ion bei geeigneter Spannungsphase zunächst gegen die eine Halbdose hingezogen und beschreibt in ihr, also in einem Raum ohne elektrisches Feld, unter der Wirkung des Magnetfeldes eine halbkreisförmige Bahn. Wenn es den Schlitz zwischen den beiden Halbdosen wieder erreicht, hat das Feld gerade seine Richtung gewechselt. Das Teilchen wird jetzt nochmals beschleunigt und läuft dann in der anderen Halbdose auf einer Bahn mit entsprechend größerem Radius um. Dies wiederholt sich so lange, bis die Geschwindigkeit des Teilchens so groß geworden ist, daß der Radius der Teilchenbahn im Magnetfeld gerade gleich dem Radius der Dosen geworden ist. Dann wird das Teilchen entweder an die Wand der Dosen anstoßen und dabei neutra-

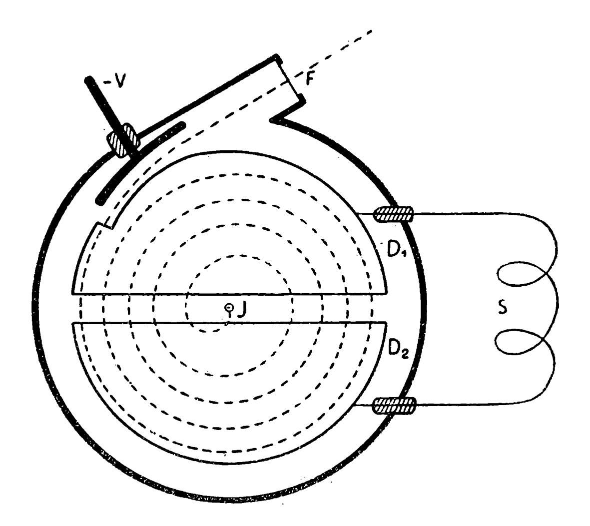


Abb. 89. Schematischer Schnitt durch die Beschleunigungskammer eines Zyklotrons. Die kreisförmige Kammer befindet sich zwischen den Polschuhen eines großen Elektromagneten. Die dosenartigen Elektroden D_1 und D_2 bilden zusammen mit der gewöhnlich aus einer einzigen Schleife bestehenden Selbstinduktion S einen Hochfrequenzschwingkreis, der dauernd mit seiner Resonanzfrequenz erregt wird. Die gestrichelte Linie zeigt die Bahn eines in J gebildeten Ions. Dieses wird bei richtiger Abstimmung zwischen Magnetfeld und Hochfrequenz bei jedem Wechsel von einer Elektrode zur anderen beschleunigt. Schließlich wird es durch die Hilfsspannung $-V$ aus dem Magnetfeld herausgezogen und kann durch das mit einer dünnen Folie verschlossene Fenster F ins Freie gelangen.

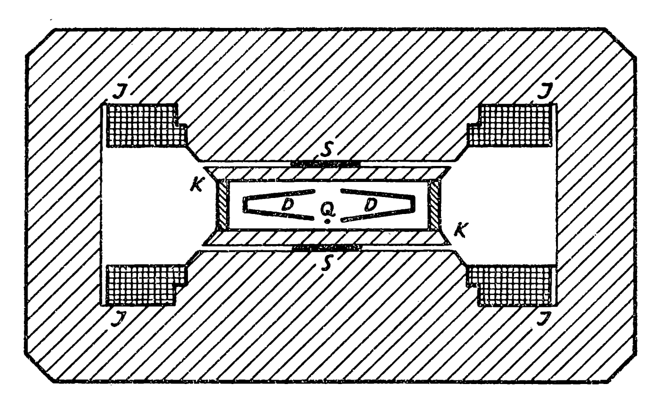


Abb. 90. Vertikalschnitt durch ein Zyklotron. J Magnetwicklung; D D-Elektroden; K Vakuumkammer; Q Ionenquelle; S Schimms; weite Schraffierung: Eisen; enge Schraffierung: unmagnetisches Material.

lisiert werden, oder es kann durch ein geeignet angelegtes elektrisches Feld aus dem Magnetfeld herausgezogen werden. Das Teilchen hat also im Magnetfeld eine spiralartige Bahn beschrieben, wie sie in Abb. 89 dargestellt ist. Abb. 143 auf Tafel VI zeigt eine Aufnahme eines Zyklotrons. In Abb. 90 ist schematisch ein vertikaler Querschnitt durch ein solches dargestellt.

Magnetfelder, die sich technisch mit einigermaßen vernünftigem Aufwand erzeugen lassen, haben etwa 15000 Gauß. Für Protonen hat e/m den Wert 9700 elektromagnetische Einheiten, für Deuteronen und Alphateilchen 4850 EME. Man benötigt also nach (2) für Protonen eine Frequenz von 23 MHz, für Deuteronen 11,5 MHz, also Wellenlängen von 13 beziehungsweise 26 Metern.

Die erreichbare Geschwindigkeit ist für Deuteronen bei einem Durchmesser der D-Elektroden von 1 m nach (1)

$$v = r \times \frac{e}{m} \times B = 50 \times 4850 \times 15000 = 3{,}5 \times 10^9 \text{ cm/sec},$$

das heißt, etwa gleich einem Zehntel der Lichtgeschwindigkeit. Um die gleiche Geschwindigkeit durch einfache Beschleunigung zu erreichen, müßte man das Teilchen eine Potentialdifferenz von rund 10 Millionen Volt durchlaufen lassen, was mit keiner der heute existierenden Hochspannungsanlagen möglich wäre.

Die Ionen werden in der Mitte des Magnetfeldes durch einen Niedervoltbogen erzeugt oder auch nur durch einen Glühdraht, dessen ausgesandte Elektronen unter der Wirkung des Hochfrequenzfeldes die Gasreste im Zentrum der Beschleunigungskammer ionisieren.

Die für den Kurzwellensender benötigte elektrische Energie ist für mittelgroße Zyklotrons 20 bis 50 kW, für große sogar über 100 kW. Der Magnet selber benötigt im allgemeinen eine Leistung von ungefähr so viel Kilowatt, wie der Polschuhradius in Zentimetern mißt; bei 1 m Polschuhdurchmesser also 50 kW.

Im austretenden Strahl eines Zyklotrons kann man bei Beschleunigung von Wasserstoffionen Stromstärken bis zur Größenordnung ein Milliampère erhalten. Der im Innern kreisende und bei der Bestrahlung von Sonden ausnutzbare Strom ist noch etwa dreimal stärker. Bei Beschleunigung von Heliumionen sind, wegen der erforder-

lichen doppelten Ionisierung des Heliumatoms, die erreichbaren Stromstärken etwa um einen Faktor 100 kleiner. Auch schwere Ionen, insbesondere $C^{12(6+)}$, $N^{14(5+)}$ und $Ne^{20(8+)}$ sind mit Erfolg beschleunigt worden. Bei gleichem e/m ist die erreichbare Endenergie für ein bestimmtes Ion proportional seiner Ladung e. Ein Zyklotron, das imstande ist, Deuteronen von 20 MeV zu erzeugen, kann daher doppelt geladene Heliumionen mit 40 MeV liefern und sechsfach geladene Kohlenstoffionen mit 120 MeV. Obwohl die erreichbare Stromstärke für Ionen mit so hoher Ladung sehr niedrig ist, haben solche Ionenstrahlungen vor allem für die Herstellung von Transuranen beträchtliche Bedeutung erlangt. Ein Isotop des Elements mit der bisher höchsten bekannten Kernladung 102, des Nobeliums, wurde mit Hilfe des Zyklotrons im Nobel-Institut in Stockholm durch Beschießung von Curium mit Kohlenstoffionen hergestellt[1]).

Da der Ionenstrahl des Zyklotrons im allgemeinen auf ein verhältnismäßig kleines Materialstück auftrifft, um da irgendwelche Kernumwandlungsprozesse hervorzurufen, entsteht auf diesem Stück häufig eine sehr starke lokale Erwärmung. 100 μA mal 20 MV ergeben 2 kW! Die Wärmeableitung von dem bestrahlten Körper durch geeignete Kühlung bedeutet daher oft ein schwieriges technisches Problem.

Mit dem normalen, eben beschriebenen Zyklotronprinzip kommt man für Deuteronen auf etwa 25 MeV, aber schon dafür muß man einen extrem starken Hochfrequenzgenerator verwenden, um die hier benötigte Dee-Spannung von mehr als 100000 Volt zu erzeugen. In unseren bisherigen Betrachtungen ging die Dee-Spannung noch gar nicht ein. Wir hatten aber vorausgesetzt, daß das Magnetfeld B innerhalb des Apparats konstant ist und daß die Masse des Ions während der ganzen Beschleunigung konstant bleibt. Beide Voraussetzungen sind nicht exakt erfüllt. Das Magnetfeld muß, wie wir gleich noch sehen werden, nach außen hin etwas abnehmen, sonst laufen die Ionen allmählich von der Mittelebene weg und stoßen an Boden oder Decke der Vakuumkammer an. Die Masse des Ions bleibt auch nicht ganz konstant, sondern sie nimmt mit zunehmender Energie entsprechend der relativistischen Formel für eine bewegte Masse zu:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{3}$$

Dabei ist m die Masse des bewegten Teilchens, m_0 die des ruhenden, $\beta = v/c$ das Verhältnis der Teilchengeschwindigkeit v zur Lichtgeschwindigkeit c. Bei Deuteronen von 20 MeV macht dieser Massenzuwachs bereits 1% aus. Wenn die Formel (2) in der Mitte der Beschleunigungskammer exakt erfüllt ist, so ist sie es außen bestimmt nicht mehr, denn B hat abgenommen, m zugenommen. Solange die Verstimmung nur klein ist, wird bei einer nicht allzu großen Gesamtzahl der Umläufe das zu beschleunigende Ion zwar nicht jedesmal im Augenblick der Scheitelspannung durch den

[1]) Nach neueren Untersuchungen in Berkeley wird dieses Resultat angezweifelt.

Dee-Spalt laufen, aber doch noch in einem Moment, wo die Spannung das richtige Vorzeichen hat.

Der Teilchendurchgang darf sich maximal um eine Viertelperiode vom Scheitelwert der Spannung entfernen, damit noch eine Beschleunigung stattfindet. Dies zwingt einen dazu, die Zahl der Umläufe nicht allzu groß werden zu lassen und damit die Hochfrequenzspannung zwischen den Dee-Elektroden möglichst groß zu machen. Nach einer von *Rose* angegebenen Näherungsformel kann man mit einer Scheitelspannung von V_0 Kilovolt eine Maximalenergie von $C\sqrt{V_0}$ MeV erreichen. Die Größe C hängt von der Art der beschleunigten Teilchen ab, sie ist für Protonen 2,1; für Deuteronen 3,0; für Alphateilchen 6,0. Mit 100 kV Scheitelspannung, was schon eine sehr hohe Anforderung an den Sender stellt, kommt man also mit Deuteronen maximal auf 30 MeV. Die regelmäßig weiterhin gestellte Forderung nach nicht allzu kleiner Stromstärke setzt diese Zahl noch um einen nicht unbeträchtlichen Betrag herunter.

Um zu höheren Teilchenenergien zu kommen, muß man entweder ein neuartiges Fokussierungsprinzip verwenden, um die Teilchen in der Umgebung der Mittelebene der Vakuumkammer zu halten, oder man muß ein Synchrozyklotron bauen, das heißt ein Zyklotron, dessen Frequenz sich während des Beschleunigungsvorgangs kontinuierlich verändert.

Wir wollen erst die Fokussierung behandeln. Die Ionen in einem Zyklotron legen während der Beschleunigung bei kleineren Geräten einen Weg von etwa einem Kilometer, bei größeren bis zu hundert Kilometer zurück. Während dieses ganzen Weges dürfen sie sich nur um wenige Zentimeter von der Mittelebene des Magneten entfernen, weil sie sonst an die Begrenzung der Vakuumkammer anstoßen und so für weitere Beschleunigung verlorengehen. Dies ist nur möglich, wenn sogenannte Fokussierungskräfte existieren, das heißt Kräfte, die das von der Mittelebene abgewichene Teilchen auf diese zurücktreiben. Wie oben schon erwähnt, liefert ein nach außen abfallendes Magnetfeld eine solche Kraft.

Man macht sich das leicht klar, wenn man überlegt, daß die magnetische Kraft, die auf das bewegte Teilchen wirkt, senkrecht auf der Bewegungsrichtung und senkrecht auf der Richtung der magnetischen Feldlinie steht. *Rose* hat abgeleitet, daß innerhalb des Zyklotrons, wo die radiale Komponente des magnetischen Feldes B_r immer sehr klein ist gegenüber der vertikalen Komponente B_z, die Gleichung gelten muß

$$B_r = z dB/dr.$$

Dabei ist z der Abstand von der Mittelebene. Das heißt, für ein Feld, das nach außen zunimmt, ist B_r für positive z auch positiv und umgekehrt. Im ersten Fall sind also die magnetischen Kraftlinien nach innen hin gebogen, im zweiten Fall nach außen hin. In den Abb. 91 und 92 steht die Bewegungsrichtung des Teilchens senkrecht auf der Zeichenebene. Die magnetischen Kraftlinien liegen in der Zeichenebene, die wirk-

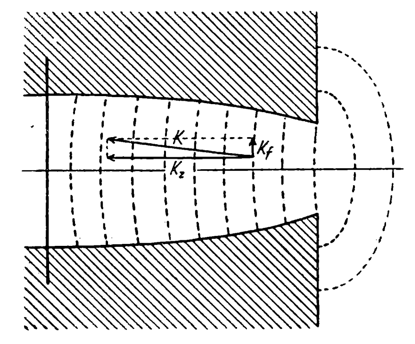


Abb. 91. Kraftlinienbild eines nach außen ansteigenden Magnetfeldes. Dieses wirkt defokussierend, denn K_f ist nach außen gerichtet und ist daher für das Zyklotron nicht ohne weiteres verwendbar.

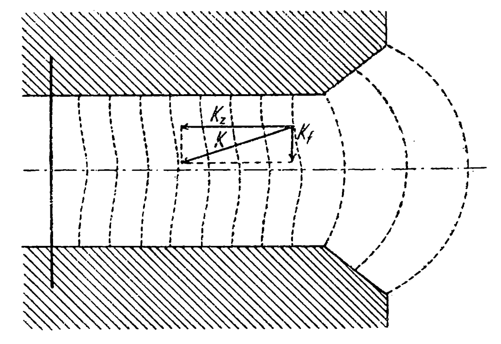


Abb. 92. Magnetische Kraftlinien zwischen den Polschuhen eines Zyklotrons. Das Feld nimmt nach außen hin schwach ab und wirkt daher fokussierend; denn K_f ist nach innen gerichtet.

same Kraft liegt also auch in der Zeichenebene, und zwar senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien. Der Umlaufsinn der Teilchen ist so, daß die Hauptkomponente der Kraft nach innen geht. Man sieht aus den Zeichnungen, daß im Falle des zunehmenden Feldes eine zusätzliche Kraftkomponente von der Mittelebene weg, im Falle des abnehmenden Feldes eine solche gegen die Mittelebene hin vorhanden ist. Im ersten Fall, der wegen des Massenzuwachses mit der Geschwindigkeit anzustreben wäre, hat man eine stark defokussierende Kraft, die bei den langen zurückgelegten Wegen kein Teilchen bis zum äußeren Rand der Kammer gelangen läßt. Im zweiten Fall dagegen wirkt das Magnetfeld fokussierend. Da die Krümmung der Kraftlinien bei gleichmäßig abnehmendem Feld nach außen hin stärker wird und da außerdem die gesamte magnetische Kraft $[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]$ ist und auch $\mathfrak{v}$ nach außen hin proportional mit r zunimmt, nimmt die magnetische Fokussierungskraft nach außen hin stark zu; sie ist proportional $r \times dB/dr$. Man gibt den Polschuhen daher zweckmäßig ein Profil, das bewirkt, daß der Ausdruck $r \times dB/dr$ im Beschleunigungsraum angenähert konstant bleibt; das bedeutet, daß der Gradient des Magnetfelds umgekehrt proportional dem Radius abnimmt.

Neben der magnetischen Fokussierung gibt es auch eine elektrische, die wirksam ist, wenn das elektrische Feld zwischen den D-Elektroden während des Durchgangs abnimmt. Sie spielt jedoch nur in der Nähe der Kammermitte eine entscheidende Rolle, wo die Ionen noch verhältnismäßig kleine Energie haben.

Die Fokussierung durch ein nach außen abfallendes Feld hat den Nachteil, daß sie der Resonanzbedingung widerspricht, die wegen der relativistischen Massenzunahme ein nach außen ansteigendes Feld verlangt. Man hat daher auch andere Möglichkeiten der Fokussierung durchgerechnet und an Modellen ausprobiert. Geräte, die diese Methoden verwenden, sind im Bau, aber noch nicht fertiggestellt. Nach einer dieser Methoden wird das Magnetfeld in eine Reihe von Sektoren geteilt. Jeweils

in einem Sektor hat man einen negativen Feldgradienten $\frac{dB}{dr}$, wie es die klassische Fokussierung verlangt, im nächsten Sektor aber einen positiven, und zwar so, daß der Mittelwert von B über einen ganzen Umlauf nach außen hin zunimmt, wie es zum Ausgleich des relativistischen Massenzuwachses nötig ist. Ein abwechselndes Hintereinandersetzen von fokussierenden und defokussierenden Elementen gibt nun insgesamt eine Fokussierung, wie *Courant* jr. als erster ausgerechnet hat. Man macht sich das leicht anschaulich am Beispiel eines optischen Linsensystems klar, in dem Sammel- und Zerstreuungslinsen kombiniert sind entsprechend Abb. 93. Zyklotrons mit einer derartigen Fokussierung werden in der amerikanischen Literatur häufig als FFAG-Geräte bezeichnet. Dies ist eine Abkürzung für Fixed Frequency Alternating Gradient. Man verwendet im allgemeinen nicht eigentliche Sektorfelder, deren Begrenzung jeweils ein Radius ist, sondern man verzerrt die Sektoren spiralig nach Abb. 94. Die schraffierten Teile sollen etwas höhere Feldstärke haben als die nichtschraffierten. Dann findet das durchfliegende Ion beim Übergang vom Gebiet schwächeren in das Gebiet stärkeren Feldes ein nach außen abnehmendes Feld und umgekehrt. Die beiden zusammen bewirken nach dem eben Gesagten eine Fokussierung. Dabei ist es möglich, daß in beiden Teilen die Feldstärke nach außen hin entsprechend dem relativistischen Massenzuwachs zunimmt. Nur muß die dadurch bedingte Defokussierungskraft schwächer bleiben als die eben beschriebene fokussierende. Für sehr hohe Energien wird auch diese Methode nicht mehr funktionieren, da unerwünschte Nebeneffekte auftreten, welche Schwingungen in der Richtung der magnetischen Feldlinien mit zu großer Amplitude hervorrufen.

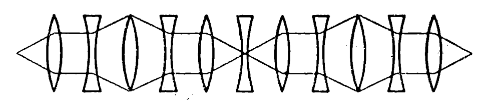


Abb. 93. Optisches Analogon zur starken Fokussierung.

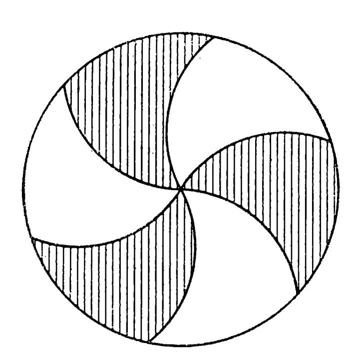


Abb. 94. Magnetfeld eines Zyklotrons mit Spiralfokussierung (schematisch). In den schraffierten Teilen ist das Magnetfeld stärker als in den übrigen.

Für höhere Energien verwendet man seit zehn Jahren eine Anordnung, die als Synchrozyklotron bezeichnet wird. Sie wurde unabhängig voneinander in Rußland von *Veksler* und in den USA von *McMillan* vorgeschlagen.

Man denke sich in einem normalen, sehr großen Zyklotron mit homogenem Magnetfeld die Teilchen immer weiter beschleunigt. Dann wird schließlich durch den relativistischen Massenzuwachs ihre Umlaufsfrequenz abnehmen und sie werden in der Phase hinter der Scheitelspannung des Beschleunigungsfeldes immer mehr zurückbleiben. Schließlich kommen sie um 90° zurück und werden gar nicht mehr weiter beschleunigt, sondern bewegen sich auf einer stabilen Bahn. Setzt man jetzt die Frequenz des

Hochfrequenzsenders ein klein wenig herunter, so laufen die Teilchen in der Phase wieder vor und gewinnen von neuem an Energie. Gleichzeitig nehmen sie aber auch wieder an Masse zu, so daß ihre Umlaufsfrequenz weiter abnimmt, und zwar so lange, bis sie sich der neuen erniedrigten Hochfrequenz angepaßt haben. Dies läßt sich natürlich wiederholen. Es ist nicht nötig, die Hochfrequenz unstetig abnehmen zu lassen; auch bei stetig abnehmender Frequenz kann man erreichen, daß sich die Teilchen immer gerade auf die jeweils eine stabile Bahn liefernde Energie einstellen, die dann zugleich mit der fallenden Hochfrequenz ansteigt.

Praktisch erreicht man die Modulation der Frequenz dadurch, daß man in geeigneter Weise in den eigentlichen Hochfrequenzschwingkreis, der im wesentlichen aus der Dee-Elektrode und ihrem Stiel besteht, eine veränderliche Kapazität anschließt. Im Prinzip kann man auch die im wesentlichen durch den Dee-Stiel gegebene Selbstinduktion des Schwingkreises verändern. Bei großen Zyklotrons und daher auch bei allen Synchro-Zyklotrons verwendet man wegen der sonst zu großen Kapazität des Hochfrequenzschwingkreises immer nur eine Dee-Elektrode, der eine geerdete sogenannte Phantom-Dee-Elektrode gegenübersteht. Die Abb. 95 zeigt ein Schema.

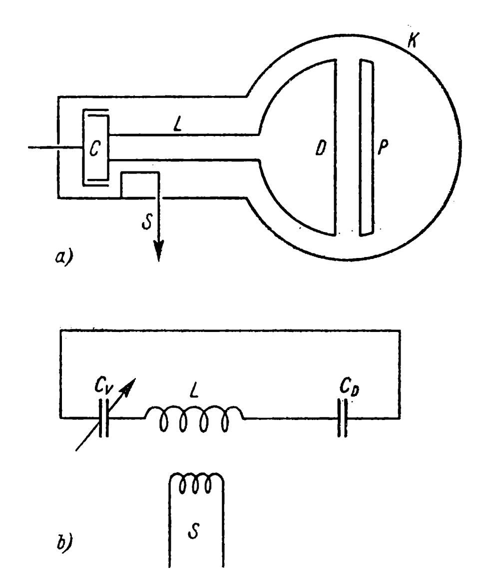


Abb. 95. a) Schema des Hochfrequenzkreises eines Synchrozyklotrons. b) Ersatzschaltbild dazu. C periodisch veränderlicher Kondensator mit der Kapazität C_V, L Lecherleitung, S Ankoppelung des Hochfrequenzgenerators, D Dee-Elektrode mit der Kapazität C_D, P Gegendee, K Vakuumkammer.

Die veränderliche Kapazität ist bei den meisten bis jetzt fertiggestellten Synchrozyklotrons ein Drehkondensator, dessen eine Seite im Vakuum rotiert. In Genf wird eine große im Vakuum schwingende Stimmgabel als bewegliche Kondensatorhälfte benützt. In Bonn steht ein Synchro-Zyklotron, bei dem die veränderliche Kapazität ein ferroelektrischer Kondensator ($BaTiO_3$) ist, dessen Kapazität durch eine anliegende Vorspannung gesteuert werden kann. In Amsterdam ist man dabei, den Raum um den Dee-Stiel mit einer ferromagnetischen Substanz zu füllen, deren Permeabilität durch geeignete Vormagnetisierung verändert werden kann. Dadurch kann die Selbstinduktion des Hochfrequenzkreises moduliert werden. Die beiden zuletzt genannten Methoden eignen sich nur für verhältnismäßig kleine Frequenzänderungen, die betreffenden Geräte geben Deuteronen von 30 bis 35 MeV. Für diese benötigt man zum Ausgleich des relativistischen Massenzuwachses und zum Ausgleich der zur Fokussierung notwendigen Feldabnahme eine Modulation von nur 5%. Die

größten gebauten Synchro-Zyklotrons liefern Protonen mit etwa 700 MeV. Hier ist der relativistische Massenzuwachs schon 70%, dazu kommt noch der zur Fokussierung nötige Feldabfall. Man muß daher während der Modulation die ursprüngliche Frequenz um mehr als 40% heruntersetzen.

Die Modulationsfrequenzen liegen bei kleineren Synchro-Zyklotrons in der Größenordnung 1000, bei großen in der Größenordnung 100 pro Sekunde. Ein Synchro-Zyklotron gibt keinen kontinuierlichen Strom, sondern nur während jeder Modulationsperiode einen Stromstoß. Die erreichbaren Stromstärken sind daher wesentlich kleiner als beim Zyklotron mit fester Frequenz, bei kleinen Maschinen etwa 50 μA, bei größeren nicht mehr als 1 μA. Eines der größten Synchro-Zyklotrons ist bei CERN in Genf in Betrieb genommen worden. Sein Magnet wiegt 2500 t, die das Magnetfeld erzeugenden Aluminiumspulen 120 t, sie nehmen 750 kW auf. Der Polschuhdurchmesser ist 5 m, die Endenergie der Protonen 600 MeV.

Ein Zyklotron kostet mit allem Zubehör, jedoch ohne Gebäude, heute im Eigenbau etwa $2 \times r^{2,5}$ Millionen Mark, wobei r der Polschuhradius in Metern ist. Bei Herstellung durch eine Industriefirma muß man etwa das Doppelte rechnen.

Ein Zyklotron ist nur so lange zur Beschleunigung von Teilchen geeignet, wie deren Masse wenigstens in ganz grober Näherung während des Beschleunigungsvorganges konstant bleibt oder wenigstens ihre kinetische Energie kleiner als m_0c^2 ist. Zur Beschleunigung von Elektronen ist ein Zyklotron daher ungeeignet. Hier wird schon bei 0,5 MeV die kinetische Energie gleich mc^2.

Als Elektronenzyklotron bezeichnet man gelegentlich ein Gerät, das sonst unter dem Namen Mikrotron bekannt ist und wesentlich anders funktioniert als ein normales Zyklotron. In einem Magnetfeld befindet sich ein Hochfrequenzschwingkörper für sehr kurze Wellen von etwa 10 cm Wellenlänge. Dieser wird durch ein Magnetron oder Klystron (Höchstfrequenzröhre) sehr stark angeregt, so daß die Scheitelspannung der Hochfrequenz über 0,5 MeV liegt. Bei der hohen Feldstärke tritt bereits Feldemission für Elektronen ein. Man benötigt also keine eigene Elektronenquelle. Die Elektronen, welche gerade eine Potentialdifferenz von 0,51 MeV vorfinden, werden so beschleunigt, daß ihre Masse hinterher gleich dem doppelten ihrer Ruhmasse ist. Das Magnetfeld wird so eingestellt, daß gerade diese in ihm eine Kreisbahn genau in der doppelten Zeit durchlaufen, die einer Hochfrequenzschwingung entspricht. Sie kommen also wieder durch den Schlitz im Hohlraumresonator, wenn an ihm gerade wieder eine Spannung von 0,51 MeV liegt. Ihre kinetische Energie beträgt nach diesem Durchgang doppelt soviel, also 1,02 MeV, ihre Masse ist jetzt die dreifache Ruhmasse. Da die Umlaufszeit eines Teilchens im Magnetfeld nach Formel (2) der Masse dieses Teilchens proportional ist, wird die zweite Kreisbahn in der dreifachen Schwingungszeit der Hochfrequenz durchlaufen. Dieser Vorgang läßt sich mehrfach wiederholen. Jedesmal ist das Massenäquivalent des Energiegewinns des Elektrons bei einem Durchlauf durch den Beschleuniger gleich der Ruhmasse des Elektrons. Der Strahl läßt sich schließlich sehr leicht aus dem Magnetfeld herausziehen, man muß

nur ein Eisenrohr in das Magnetfeld stecken, in das die Elektronen gerade einlaufen. Im Innern dieses Rohres hat man einen feldfreien Raum. Die Elektronen laufen also geradlinig. Die Bahnen zweier aufeinanderfolgender Umläufe liegen so weit auseinander, daß die vorhergehende Bahn durch dieses Rohr noch nicht ernstlich gestört wird. Ein Mikrotron für 5 MeV hat *Massey* in London in Betrieb. Ein Bild davon zeigt Abb. 145 auf Tafel VII. Größere Geräte für etwa 15 MeV sind in Bau.

§ 31. *Synchrotron*

Beim klassischen Zyklotron war die Voraussetzung, daß die Masse der beschleunigten Ionen während des Beschleunigungsvorgangs konstant bleibt. Solange der relativistische Massenzuwachs nur als Korrektur aufzufassen ist, also kleiner bleibt als die Ruhmasse, kann man mit dem Synchrozyklotron-Prinzip arbeiten. So bald das Massenäquivalent der kinetischen Energie, das ist der relativistische Massenzuwachs, aber die gleiche Größenordnung erreicht wie die Ruhmasse des Teilchens oder diese sogar übertrifft, ist das Zyklotronprinzip nicht mehr brauchbar. Hier bietet sich ein neues Prinzip an, das Synchrotronprinzip, welches dann besonders gut arbeitet, wenn die Geschwindigkeit der Teilchen von der Energie praktisch unabhängig ist, nämlich gleich der Lichtgeschwindigkeit, also wenn die Teilchen Energien haben, deren Massenäquivalent ihre Ruhmasse weit übertrifft. Die untere Grenze liegt für Protonen bei rund 1000 MeV, für Elektronen schon bei 0,5 MeV.

Nehmen wir an, das in einem Beschleuniger umlaufende Teilchen habe Lichtgeschwindigkeit, was bei Elektronen schon bei wenigen Millionen Elektronvolt der Fall ist, dann umlaufen sie eine vorgegebene Kreisbahn mit dem Radius r_s genau in der Zeit $2\pi r_s/c$. Das Synchrotron ist nun ein Apparat, in dem durch ein mit der Zeit ansteigendes Magnetfeld dafür gesorgt wird, daß die umlaufenden Teilchen immer auf einer festen Kreisbahn, dem sogenannten Sollkreis, bleiben. Während jeden Umlaufs werden sie einmal oder auch mehrmals durch einen Hochfrequenzimpuls beschleunigt. Die Frequenz muß $c/2\pi r_s$ sein. Die Beschleunigung erfolgt bei kleineren Energien meist in einem Hohlraumresonator, bei größeren durch eine Art Resonanztransformator.

Da das Synchrotronprinzip erst funktioniert, wenn die Teilchen schon verhältnismäßig nahe an der Lichtgeschwindigkeit sind, muß man mit einem anderen Beschleuniger einschießen, zum Beispiel mit einem Van de Graaff-Generator. Die Teilchen haben nach dem Einschießen gewöhnlich noch nicht ganz Lichtgeschwindigkeit. Man muß daher während des Beschleunigungsvorgangs, zumindest am Anfang, auch die Frequenz nachregulieren.

Im Synchrotron müssen drei Arten von Fokussierung oder, besser gesagt, Stabilisierung wirken. Erstens muß eine Stabilisierung auf die Mittelebene vorhanden sein, ganz analog der im Zyklotron. Diese wird durch ein nach außen abfallendes Magnetfeld erreicht oder bei neueren Maschinen nach *Courant* (Seite 212) durch ein

Magnetfeld, in dem Sektoren mit nach außen ansteigendem und nach außen abfallendem Feld periodisch wechseln. Die letztere Art der Fokussierung bezeichnet man aus Gründen, die wir gleich sehen werden, als starke Fokussierung. Zweitens muß, was beim Zyklotron nicht der Fall ist, eine radiale Fokussierung auf den Kreis mit dem Radius r_s, den sogenannten Sollkreis, erfolgen. Wenn das Magnetfeld nach außen abfällt, so wird der Krümmungsradius der Bahn eines außerhalb von r_s befindlichen Teilchens natürlich größer als r_s. Auch für relativistische Geschwindigkeiten gilt, analog zu Gleichung (1) § 30, für den Bahnradius eines auf r_s befindlichen Teilchens:

$$\rho_s = \frac{p}{e\,B_s}, \tag{1}$$

wobei p der jeweilige Impuls des Teilchens, B_s die Stärke des Magnetfelds auf dem Sollkreis ist. Würde die Feldstärke gerade umgekehrt proportional mit r abnehmen,

$$\text{also } B = \frac{r_s}{r}\cdot B_s, \text{ so wäre } \rho(r) = \frac{p\cdot r}{e\,B_s\,r_s} = \rho_s\cdot\frac{r}{r_s}. \tag{2}$$

Das Teilchen würde also während einiger Umläufe, solange sich p und B noch nicht wesentlich ändern, auf dem Kreis mit dem Radius r bleiben. Fällt B stärker als $1/r$ ab, so wird $\rho > r$, wenn $r > r_s$. Das Teilchen würde sich also immer weiter vom Sollkreis entfernen und daher defokussiert werden. Ist die Abnahme des Feldes dagegen schwächer als $1/r$, so wird $\rho < r$ für $r > r_s$, das heißt, das Teilchen geht nach Zurücklegen eines gewissen Weges immer wieder an den Sollkreis zurück. Seine Bahn wird diesen schließlich überschneiden. Es gilt für ein Teilchen innerhalb des Sollkreises eine analoge Betrachtung, hier wird $\rho > r$, so daß das Teilchen wieder nach außen kommt. Die vom Sollkreis abweichenden Teilchen führen daher Pendelbewegungen um diesen herum aus. Man muß also praktisch für die Teilchen ein Magnetfeld wählen, das nach außen hin abfällt, aber schwächer als mit $1/r$. Bei stärkerem Feldabfall ist die axiale, bei schwächerem die radiale Fokussierung stärker. Welche exakten Bedingungen man wählt, hängt von der Dimensionierung des Apparats ab.

Hier ist nun die *Courant*-Fokussierung von besonderem Vorteil. Man kann nämlich jeweils einen Sektor so wählen, daß er radial eine sehr starke Fokussierung liefert, dafür aber axial defokussiert, das heißt, man wählt ein nach außen ansteigendes Magnetfeld. Den nächsten Sektor macht man genau umgekehrt. So erreicht man insgesamt, sowohl radial wie axial, eine starke Fokussierung. Da man auf diese Art eine sehr viel stärkere Fokussierung erhalten kann, als durch ein überall gleichmäßig abfallendes Feld mit einem Feldabfall zwischen 0 und $1/r$, wird die Amplitude der Schwingung, die die Teilchen um den Sollkreis ausführen, sehr viel kleiner und man kann dem torischen Vakuumgefäß, in dem die Teilchen umlaufen, eine sehr viel kleinere lichte Weite geben. Dadurch kann man auch die Magnetjoche sehr viel kleiner machen, spart große Mengen Material und kann die Maschine bei

gleicher Leistungsfähigkeit daher viel billiger bauen. Ein russisches Protonen-Synchrotron, das eine Energie von 10000 MeV liefert und noch keine starke Fokussierung verwendet, braucht für seinen Magneten 36000 t Eisen. Das in Genf in Bau befindliche Gerät mit starker Fokussierung benötigt nur 2500 t und soll dabei Protonen mit 25 GeV geben.

Eine dritte Art der Fokussierung, die beim Synchrotron notwendig ist, ist die Phasenfokussierung, die wir auch schon beim Linearbeschleuniger und beim Synchro-Zyklotron kennengelernt haben. Die umlaufenden Teilchen können nur Energie gewinnen, wenn sie gerade in der richtigen Phase durch die Beschleunigungselektroden laufen. Solange die Geschwindigkeit noch merklich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist, werden die Teilchen, die in eine ansteigende Phase des Beschleunigungsfeldes laufen, zusammengehalten, denn Teilchen, die zu früh dran sind, werden weniger beschleunigt und bleiben daher in der Geschwindigkeit allmählich zurück und umgekehrt.

Wenn die Teilchen aber praktisch Lichtgeschwindigkeit haben, funktioniert dieses Prinzip nicht mehr. Es liefert hier sogar im Gegenteil in der ansteigenden Phase ein Auseinanderfallen der Teilchenwolke. Hier müssen die Teilchen durch ein abfallendes Feld beschleunigt werden. Nehmen wir an, ein Teilchen ist der Wolke etwas voraus. Es kommt dann in ein zu starkes Feld, bekommt also einen größeren Energiezuwachs als die in der synchronen Phase befindlichen Teilchen, seine Bahnkrümmung im Magnetfeld wird daher etwas geringer. Es läuft also auf einer Bahn, die ein klein wenig außerhalb des Sollkreises liegt. Ein Umlauf dauert daher länger, und es wird beim nächsten Durchgang durch die Beschleunigungselektrode etwas später ankommen. Für Teilchen, die hinter der Teilchenwolke laufen, gilt genau das umgekehrte.

Die bei vielen Maschinen zu überwindende Schwierigkeit ist, daß man bei einer bestimmten Energie, die hier als kritische Energie bezeichnet wird, von der einen Fokussierungsart auf die andere überwechseln muß. Die Teilchen durchlaufen dann ein gewisses Zwischengebiet ohne wirksame Phasenfokussierung, wobei sehr viele für eine weitere Beschleunigung verlorengehen.

Für Elektronen sind Synchrotrons von 30 bis 1000 MeV in Betrieb (s. Abb. 146, Tafel VIII). In Bau befinden sich zwei, eines in Cambridge (USA) und eines in Hamburg für 6 bis 7 GeV. Dies stellt bereits die obere Grenze für ein Elektronensynchrotron dar, denn die Elektronen verlieren durch elektromagnetische Strahlung bei dieser Energie pro Umlauf bereits 8 MeV, und es ist technisch kaum möglich, ihnen pro Umlauf wesentlich mehr Energie als dies zuzuführen.

Bei Protonen ist eine derartige Grenze auch bei den größten Maschinen noch nicht erreicht. Die größten in Betrieb befindlichen sind das Cosmotron in Berkeley mit 6 GeV und ein russisches Gerät in Dubna mit 10 GeV. In Genf ist eine Maschine in Bau für Protonen von 25 GeV. Der Durchmesser des Sollkreises ist hier 200 m, trotzdem muß die Stellung der Magneten auf ein Zehntelmillimeter genau justiert

sein und bleiben, was äußerst komplizierte Regelprobleme verursacht. Ein Synchrotron ähnlicher Größe wird in Brookhaven (USA) gebaut.

§ 32. *Betatron*

Eine weitere Möglichkeit, geladene Teilchen ohne Anwendung extrem hoher Spannungen auf sehr hohe Energie zu bringen, beruht auf der Ausnützung des elektrischen Wirbelfeldes, das durch eine magnetische Flußänderung erzeugt werden kann. Eine derartige Anlage muß also im Prinzip ein Transformator sein; denn auch beim Transformator werden ja die wechselnden elektrischen Potentialdifferenzen durch ein solches Wirbelfeld hervorgerufen. Nur wird bei diesem „Transformator" zur Erzeugung sehr schneller Teilchen die Sekundärwicklung nicht aus vielen Drahtwindungen wirklich gewickelt, sondern durch den Strom der geladenen Teilchen im Vakuum gebildet. Je ein Umlauf entspricht einer Drahtwindung eines Transformators. Für schwere Teilchen ist dieses Prinzip praktisch nicht anwendbar; denn aus der Forderung, daß die geladenen Teilchen dauernd auf einer Kreisbahn gehalten werden müssen, ergeben sich Bedingungen für die Stärke des magnetischen Wechselfeldes, die für schwere Teilchen technisch nicht erfüllbar sind. Dagegen ist es möglich, einen derartigen Apparat zur Beschleunigung von Elektronen zu konstruieren.

Die im folgenden beschriebene Konstruktion ist zuerst von *Steenbeck* angegeben und als „Elektronenschleuder" bezeichnet worden. Man erzeugt in einem Eisenkörper genau wie in dem Schenkel eines Transformators einen periodisch wechselnden Magnetfluß. Dadurch werden Elektronen, die diesen Eisenkörper während der richtigen Phasenlage des Magnetflusses umlaufen, bei jedem Umlauf um einen bestimmten Energiebetrag beschleunigt, unabhängig davon, ob sie wie bei einem richtigen Transformator in einem festen Draht laufen oder ob sie sich frei im Vakuum bewegen. Das Wesentliche an der *Steenbeck*schen Erfindung ist, daß sie die Voraussetzungen aufzeigt, unter denen die Elektronen auch im Vakuum dauernd auf einer Kreisbahn geführt werden können. Damit die Elektronen immer wieder auf der gleichen Kreisbahn den Eisenkörper umlaufen, muß entlang dieser Bahn ein Magnetfeld wirken, das mit zunehmender Elektronenenergie entsprechend zunimmt. Die Bedingung für diese Zunahme ist, daß der magnetische Fluß durch den von der Elektronenbahn umschriebenen Kreis doppelt so groß ist, als er es wäre, wenn das magnetische Führungsfeld homogen das ganze Innere der Kreisbahn ausfüllte. Dies wird dadurch erreicht, daß Führungsfeld und Fluß durch die gleiche Wicklung erzeugt werden. Diese sogenannte 1 : 2-Bedingung, die schon *Wideroe* im Jahre 1928 abgeleitet hatte, ist leicht zu beweisen. Die tangential gerichtete elektrische Wirbelfeldstärke E_s an einem Punkt im Abstand r_s vom Mittelpunkt des zentralsymmetrischen Magnetfeldes ist nach der zweiten *Maxwell*schen Gleichung

$$E_s = \frac{1}{2\pi r_s} \frac{d\Phi_s}{dt}, \tag{1}$$

wenn Φ_s der magnetische Fluß durch die Kreisfläche vom Radius r_s ist. Die zeitliche Änderung des Elektronenimpulses p ist definitionsgemäß gleich der auf das Elektron wirkenden Kraft, also bei der Ladung e im Feld E_s

$$\frac{d\,p}{d\,t} = e\,E_s = \frac{e}{2\,\pi\,r_s}\,\frac{d\,\Phi_s}{d\,t}. \tag{2}$$

Setzt man in dem Augenblick, in dem das Magnetfeld durch Null geht ($\Phi_s = 0$) ein ruhendes Elektron ($p = 0$) auf den Kreis mit dem Radius r_s, so hat es demnach nach einer beliebigen Zeit den Impuls

$$p = \frac{e}{2\,\pi\,r_s}\,\Phi_s, \tag{3}$$

falls es die Kreisbahn mit dem Radius r_s als zwangsweise Führungskurve beschreiben muß. Dies wird offenbar dann erreicht, wenn dauernd die Gleichung erfüllt bleibt

$$p = eBr, \tag{4}$$

die wir schon vom Zyklotron her kennen [Gleichung (1), § 30]. Durch Gleichsetzen von (3) und (4) folgt

$$\Phi_s = 2\,\pi\,r_s^2\,B_s. \tag{5}$$

Diese Gleichung bedeutet eben das, was wir vorhin behauptet haben, nämlich, daß der Fluß durch den Sollkreis dauernd doppelt so groß sein muß, wie er wäre, wenn er durch ein homogenes Magnetfeld von der Stärke B_s erzeugt würde. Da in die Gleichungen nur die Impulse eingehen, nicht aber die Massen oder Geschwindigkeiten, bleiben sie auch gültig, wenn die Geschwindigkeiten an die Lichtgeschwindigkeit herankommen, wo der relativistische Massenzuwachs erheblich wird.

Es ist ohne weiteres einzusehen, daß es für jeden Apparat nur ein ganz bestimmtes r_s geben kann, für das die Gleichung (5) erfüllt ist. Den Kreis mit diesem Radius bezeichnet man als den Sollkreis. Ein mit geeigneten Anfangsbedingungen im richtigen Augenblick auf den Sollkreis gebrachtes Elektron wird diesen nicht mehr verlassen, solange es keiner Störung ausgesetzt ist. Nun läßt sich praktisch die Anfangsbedingung niemals für eine größere Zahl von Elektronen exakt erfüllen. Außerdem sind immer zahlreiche Störmöglichkeiten vorhanden.

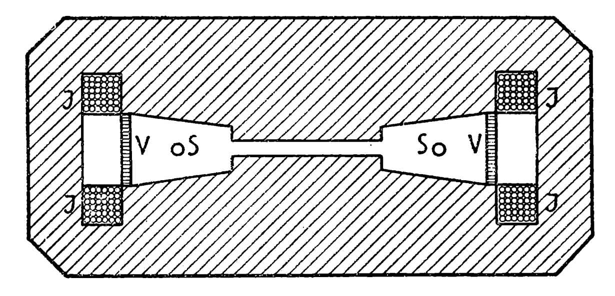


Abb. 96. Schematischer Schnitt durch ein Betatron. J Primärwicklung; S Sollkreis; V Wand der Vakuumkammer (besteht aus nichtleitendem Material).

Der magnetische Fluß und das Führungsfeld müssen über einen verhältnismäßig weiten Bereich exakt proportional sein, das heißt, es dürfen sich

noch keine Sättigungserscheinungen des Eisens bemerkbar machen. Man erreicht dies weitgehend dadurch, daß man den inneren Eisenkörper, der als Transformatorschenkel wirkt, durch feine, mit unmagnetischem Material ausgefüllte Zwischenräume unterteilt, so daß für den gesamten magnetischen Widerstand im wesentlichen nur der magnetische Widerstand dieser Zwischenräume und nicht der viel kleinere des Eisens selber maßgebend ist. Die Elektronen beschreiben innerhalb der Apparatur sehr lange Bahnen; die Umlaufzahlen sind von der Größenordnung eine Million, der Bahndurchmesser ist von der Größenordnung Dezimeter; der von einem Elektron innerhalb des Apparats durchlaufene Weg ist also 100 bis 1000 km; daher muß das Vakuum, in dem die Elektronen laufen, extrem hoch sein, sonst werden sie auf dem langen Weg durch Zusammenstoß mit restlichen Gasatomen aus ihrer Bahn geworfen. Um eine meßbare Intensität von schnellen Elektronen zu erhalten, muß man also durch geeignete Fokussierungsbedingungen dafür sorgen, daß ein Teilchen, das sich ein wenig vom Sollkreis entfernt hat, wieder auf diesen zurückkehrt oder wenigstens um diesen herumpendelt. Die Fokussierungsbedingungen sind ähnlich wie beim Synchrotron. Man benötigt eine axiale und eine radiale Fokussierung, um die Elektronen auf dem Sollkreis zu halten. Man erreicht beide gleichzeitig dadurch, daß man in der Umgebung des Sollkreises das Magnetfeld abfallen läßt, aber schwächer als mit $1/r$.

Oben haben wir vorausgesetzt, daß die Elektronen beim Nulldurchgang des Magnetfeldes mit der Geschwindigkeit Null auf den Sollkreis gesetzt werden. Das ist natürlich praktisch nicht möglich. Jede Einschießvorrichtung in unmittelbarer Umgebung des Sollkreises würde den Elektronen bei weiteren Umläufen im Wege stehen. Man bringt daher den Injektor ein ziemliches Stück entweder innerhalb oder außerhalb des Sollkreises an. Der Injektor besteht gewöhnlich aus einer Glühkathode und einem Ziehfeld von einigen 1000 V, das nur für eine Zeit von rund 1 μsec unmittelbar nach dem Nulldurchgang der magnetischen Feldstärke eingeschaltet wird. Seine richtige Aufstellung und Dimensionierung ist für die Stromausbeute des Apparats entscheidend.

An sich sollte es nicht möglich sein, in eine stabilisierte Bahn einzuschießen. Die Teilchen würden Pendelschwingungen um den Sollkreis ausführen und schließlich wieder einmal an die Einschußvorrichtung anstoßen. Tatsächlich tritt jedoch mit zunehmender Teilchenenergie eine scheinbare Dämpfung dieser Schwingung auf. Scheinbare Dämpfung soll heißen, daß zwar kein Energieentzug stattfindet, daß aber doch die Amplitude kleiner wird. Es war das Verdienst von *Kerst*, diese Einschußbedingungen zu klären und damit zum ersten Male 1941 einen funktionierenden Apparat zu konstruieren. Heute werden Betatrons für 15 und 30 MeV serienmäßig gebaut und vor allem für medizinische Therapie und technische Durchstrahlung sehr dicker Werkstücke verwendet. Das größte von *Kerst* gebaute Betatron gibt Elektronen von 300 MeV. Es steht in Urbana (USA).

Um die Elektronen wieder vom Sollkreis wegzubringen, kann man, kurz bevor das Magnetfeld seinen Maximalwert erreicht, eine Störeinrichtung wirken lassen,

zum Beispiel durch Einschaltung einer zusätzlichen Spule, die das Führungsfeld gegenüber dem Gesamtfluß schwächt, so daß die 1 : 2-Bedingung nicht mehr erfüllt ist. Dann laufen die Elektronen nach außen, wo sie entweder auf eine Antikathode auftreffen, oder durch Fenster ins Freie gelangen. Durch die Phasenlage, in der diese Störung in Gang gesetzt wird, wird die Zahl der Umläufe der Elektronen und damit die erreichte Höchstenergie reguliert. Der höchste erreichbare Impuls und so auch die höchste erreichbare Energie, die der Apparat liefern kann, ist dem maximal erreichbaren magnetischen Fluß nach Gleichung (3) proportional. Praktisch kommt man auf dem Sollkreis auf einige tausend Gauß; die Energie der schnellen Elektronen, die für relativistische Geschwindigkeiten ja dem Impuls proportional ist, ist daher ungefähr der Fläche des Sollkreises proportional. Als grobe Faustregel kann gelten, daß man für je 1 MeV rund 100 cm^2 Sollkreisfläche braucht.

Die Betriebsfrequenz eines Betatrons liegt gewöhnlich zwischen 50 und 1000 Hz. Höhere Frequenz hat den Vorteil, daß die Zahl der erforderlichen Umläufe und damit die Störung durch Zusammenstöße mit Gasresten herabgesetzt wird, bedingt aber auch wesentlich höhere Eisenverluste, erfordert also mehr Leistung und stellt große Anforderungen an die Qualität des verwendeten Eisens.

VII. KERNREAKTOREN

§ 33. *Allgemeines*

Unter Kernreaktoren versteht man Geräte, die imstande sind, durch Kernumwandlungen mehr Energie zu produzieren, als man der Anlage zuführen muß, um die Reaktionen in ihnen auszulösen. Alle Arten von Teilchenbeschleunigern fallen daher nicht unter die Kernreaktoren, weil hier nur ein sehr kleiner Bruchteil der beschleunigten Ionen auf Atomkerne trifft und in ihnen energieliefernde Reaktionen auslöst. Hier ist die zur Beschleunigung der Ionen aufzuwendende Energie immer ein Vielfaches von der, die bei den Reaktionen wieder gewonnen werden kann.

Für energieliefernde Kernreaktoren gibt es zwei Möglichkeiten, von denen bis heute allerdings erst die eine in praktisch verwertbarer Form realisiert ist, den Spaltungsreaktor und den Fusionsreaktor. Beim Spaltungsreaktor wird von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß die Spaltung bestimmter schwerer Kerne durch einzelne Neutronen ausgelöst werden kann und daß beim Spaltprozeß aus den zunächst hoch angeregten Spaltstücken im Durchschnitt zwei bis drei neue Neutronen pro Spaltung freigesetzt werden. Die Aufgabe bei der Konstruktion eines Spaltungsreaktors ist, diese Neutronen so zu leiten, daß im Durchschnitt jeweils eines aus einer Spaltung wieder eine neue Spaltung auslöst. Auf diese Weise kann eine Kette von Spaltungsreaktionen aufrechterhalten werden. Man spricht von einer Kettenreaktion.

Im Gegensatz dazu beruht die Wirkungsweise eines Fusionsreaktors auf der Anwendung extrem hoher Temperaturen. Bei extrem hohen Temperaturen können die leichtesten Atomkerne, insbesondere Kerne des schweren Wasserstoffisotops, so hohe Geschwindigkeiten durch ihre thermische Bewegung erhalten, daß sie imstande sind, mit anderen leichten Kernen zu reagieren. Die bis heute noch nicht gelöste Aufgabe bei der Konstruktion eines Fusionsreaktors ist, so hohe Temperaturen zu erreichen und aufrechtzuerhalten, daß die Energieverluste durch die Ausstrahlung des heißen Gases gerade durch die bei den Kernreaktionen erzeugte Energie wieder gedeckt werden.

Im Spaltreaktor entsteht eine nicht mehr abreißende Kette von Spaltreaktionen. In ihm wird daher ohne Energiezufuhr von außen kontinuierlich aus spaltbaren Kernen Energie produziert. Da im Durchschnitt pro Spaltung mehrere Neutronen entstehen, bleibt auch nach Abzug der für die weiteren Spaltungen benötigten Neutronen noch eine große Zahl von Neutronen übrig, die für andere Zwecke verwendet

werden können, zum Beispiel zur Produktion von radioaktiven Isotopen, für Strukturuntersuchungen durch Neutronenbeugung und für vieles andere mehr.

An Materialien, die mit Neutronen von der Energie der Spaltungsneutronen selbst wieder gespalten werden können, stehen in der Natur nur Uran und Thorium in hinreichender Menge zur Verfügung. Dabei enthält das natürliche Thorium nur ein Isotop mit der Masse 232, das natürliche Uran zwei Isotope mit den Massen 238 und 235, vom ersteren 99,3%, vom letzteren 0,7%. Th^{232} und U^{238} sind mit langsamen Neutronen nicht zu spalten. Der Schwellenwert für die Spaltung liegt für U^{238} etwa bei 1,2 MeV, für Th^{232} etwa bei 1,4 MeV. Der größere Teil der Spaltungsneutronen hat zwar Energien, die über diesen Schwellen liegen. Trotzdem ist in reinem natürlichem Uran oder reinem natürlichem Thorium die Aufrechterhaltung einer Kettenreaktion nicht möglich. Dies kommt daher, daß keineswegs jedes auf einen Kern von Uran oder Thorium auftreffende hinreichend energiereiche Neutron sofort eine Spaltung auslöst. Häufiger wird das auftreffende Neutron unelastisch gestreut und verliert dabei einen Teil seiner kinetischen Energie, so daß es beim nächsten Stoß nicht mehr befähigt ist, eine Spaltung einzuleiten. Elastische Stöße würden nicht schaden, denn hier ist die Energieabgabe von einem Neutron auf einen schweren Kern vernachlässigbar klein (s. S. 97).

Anders ist die Sache in reinem Uran 235 oder in einer anderen Substanz, die auch mit beliebig langsamen Neutronen spaltbar ist. (Siehe die Tabelle auf Seite 141.) Hier kann auch das abgebremste Neutron noch eine Spaltung auslösen. Für diese Substanzen läßt sich, wie wir gleich näher erläutern werden, eine „kritische Größe" angeben, bei der eine Kettenreaktion gerade aufrechterhalten werden kann.

Nun könnte man annehmen, die 0,7% Uran 235 in natürlichem Uran würden die Eigenschaften des Isotopengemischs gegenüber reinem Uran 238 noch nicht entscheidend verändern. Dieser Schluß ist aber falsch, und zwar aus folgendem Grund:

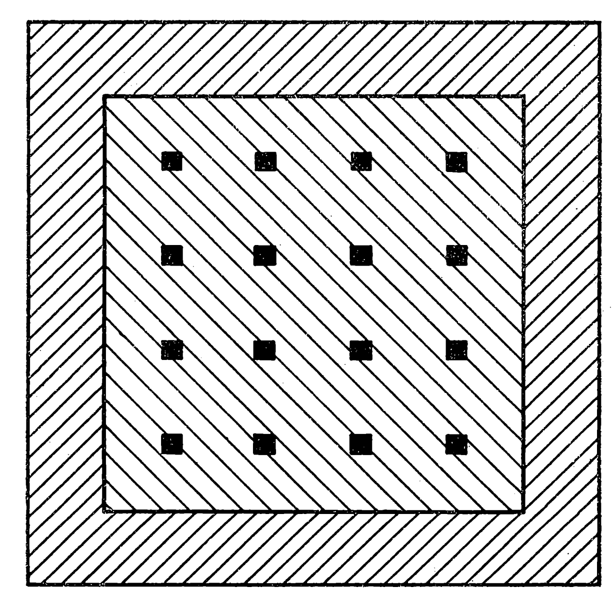


Abb. 97. Schematischer Aufbau eines einfachen Kernreaktors.

Für thermische Neutronen ist der Absorptionsquerschnitt von Uran 238 2,75 barn, von Uran 235 dagegen 687 barn, also das 250fache. Obwohl nur $^1/_{140}$ aller Urankerne zum Isotop 235 gehören, reagieren mit diesem doch fast doppelt so viele thermische Neutronen wie mit Uran 238. Wenn der größere Teil der Spaltungsneutronen wirklich thermisch würde, wäre eine kritische Anordnung mit natürlichem Uran möglich. Dem steht jedoch im Wege, daß schon für Energien, die nur wenig über dem thermischen Gebiet liegen, der Wirkungsquerschnitt für U^{235} stark abfällt, der Einfangquerschnitt von U^{238} dagegen einige sehr starke Resonanzstellen hat, an denen die Neutronen schon während des Verlangsamungsprozesses weggefangen werden. Um dies zu vermeiden, muß man eine solche Struktur anwenden, bei der die Spaltungsneutronen zum größten Teil abgebremst werden, ohne überhaupt mit Uran in Berührung zu kommen, so daß sie erst in das Uran zurückkehren, wenn sie thermisch geworden sind. Das Prinzip einer solchen Anordnung zeigt Abb. 97. Uranstäbe sind in eine Substanz mit niedriger Massenzahl eingebettet. Ein im Uran entstehendes Spaltungsneutron wird mit großer Wahrscheinlichkeit schon den ersten Zusammenstoß mit einem Kern der Substanz machen, in die die Uranstäbe eingebettet sind. Da dies ein Kern mit kleiner Massenzahl ist, wird das Neutron in den meisten Fällen einen elastischen Stoß ausführen und dabei einen beträchtlichen Teil seiner kinetischen Energie an diesen leichten Kern abgeben. Es wird bei diesem Stoß also erheblich verlangsamt. Man nennt die Substanz, mit der man durch solche Stöße die Neutronen im Reaktor abbremst, *Moderatoren.* Technisch finden gewöhnliches und schweres Wasser, Graphit und gelegentlich auch Beryllium als Moderatoren Verwendung. Nach mehreren Stößen mit Moderatorkernen wird das Neutron den größten Teil seiner kinetischen Energie auf diese übertragen haben und so thermisch geworden sein. Erst dann wird es im allgemeinen auch einmal mit einem Urankern zusammenstoßen, und zwar jetzt wegen des großen Wirkungsquerschnitts von Uran 235 für diese langsamen Neutronen in den meisten Fällen an diesem Kern eine Spaltung auslösen.

§ 34. *Quantitative Beziehungen*

Die Bedingung dafür, daß ein Reaktor stationär arbeitet, das heißt, daß seine Leistung über eine gewisse Zeit hin konstant bleibt, ist, daß im Durchschnitt genau ein Neutron aus jeder Spaltung wieder eine neue Spaltung auslöst. Den Zustand eines Reaktors, in dem diese Bedingung erfüllt ist, nennt man den kritischen Zustand. Wird im Durchschnitt etwas weniger als eine neue Spaltung ausgelöst, nennt man die Anordnung unterkritisch, die Leistung eines derartigen Systems nimmt mit der Zeit ab. Wird mehr als ein Neutron erzeugt, nennt man das System überkritisch oder divergent, seine Leistung nimmt nach einem Exponentialgesetz zu.

Selbst wenn die oben angegebene kritische Bedingung in einem Reaktor einmal eingestellt war, so wird sie nicht auf die Dauer erhalten bleiben. Änderungen der

Temperatur, Materialveränderungen durch Kernumwandlungen und anderes mehr werden die Bedingungen mehr oder weniger langsam abändern, so daß die Anlage überkritisch oder unterkritisch wird. Durch Reguliereinrichtungen muß man sie wieder in den alten Zustand zurückversetzen können. In der Praxis muß diese Regulierung automatisch erfolgen. Man muß daher eine physikalische Größe finden, die man laufend abtasten kann, und aus der zu ersehen ist, wie weit die Anlage vom kritischen Zustand entfernt ist. Über diese Meßgröße muß ein Regelsystem gesteuert werden, das die Abweichungen vom kritischen Zustand wieder beseitigt. Es sind eine ganze Reihe von Anordnungen konstruiert worden, die eine solche Regelung erlauben.

Eine Maßzahl, aus der man ersieht, ob sich ein System im kritischen Zustand befindet oder wie weit es davon entfernt ist, ist der sogenannte Vermehrungsfaktor k. Dieser Faktor ist definiert als die durchschnittliche Zahl der von einer Spaltung ausgehenden Neutronen, die wieder eine neue Spaltung auslösen. $k = 1$ bedeutet, daß der Reaktor gerade kritisch ist. Für $k < 1$ ist die Struktur unterkritisch, für $k > 1$ überkritisch. In allen praktisch interessierenden Anordnungen liegt k sehr nahe bei 1. Es ist daher zweckmäßig, noch eine Größe zu definieren, die die Abweichung der Größe k von 1 charakterisiert. Man definiert daher

$$\rho = \frac{k-1}{k} \sim k-1 \qquad (1)$$

als die *Reaktivität* eines Reaktors. Aus dieser Definition folgt umgekehrt

$$k = \frac{1}{1-\rho} \sim 1+\rho. \qquad (2)$$

Man sieht aus der Definition, daß nur Werte von ρ zwischen -1 und $+1$ sinnvoll sind. Die mit $\sim$ angeführten Beziehungen gelten, wenn k sehr nahe bei 1 und damit ρ sehr nahe bei 0 liegt. Negatives ρ bedeutet eine unterkritische, positives ρ eine überkritische Anordnung.

Der Vermehrungsfaktor k ist also für die Funktionsweise eines Reaktors entscheidend. Es ist notwendig, ihn aus den Konstruktionsdaten vorauszuberechnen. Um dies zu tun, muß man sich über das Schicksal der einzelnen Spaltungsneutronen klarwerden. Da das Neutron radioaktiv ist, werden sich einzelne Neutronen im Reaktor in Protonen umwandeln. Dieser Anteil ist aber zu vernachlässigen. Die mittlere Aufenthaltsdauer eines Neutrons im Reaktor liegt höchstens in der Größenordnung 10^{-3} sec, die Halbwertszeit gegenüber radioaktiver Umwandlung liegt in der Größenordnung 1000 sec. Es wird also nur jedes millionste Neutron im Reaktor eine radioaktive Umwandlung erleiden. Dieser Effekt kann daher bei Reaktorberechnungen außer Betracht bleiben. Wir werden nicht auf ihn zurückkommen.

Viele Neutronen werden in jedem Fall aus dem Reaktorkern herausfliegen, so daß sie keine weiteren Spaltungen mehr auslösen können. Als Reaktorkern (engl. core) bezeichnet man den Teil des Reaktors, in dem spaltbares Material enthalten ist.

Der Anteil der herausdiffundierenden Neutronen an der Gesamtzahl ist um so kleiner, je größer der Reaktorkern ist. Wir wollen die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron nicht durch Diffusion nach außen verlorengeht, mit P bezeichnen (Nichtentweichwahrscheinlichkeit). Die Wahrscheinlichkeit, daß es herausdiffundiert, ist also $1 - P$.

Um bei Berechnungen zunächst von der speziellen Form eines Reaktors unabhängig zu sein, definiert man eine Größe, k_∞ als Vermehrungsfaktor für unendliche Struktur, indem man den effektiven Vermehrungsfaktor

$$k = P \cdot k_\infty \tag{3}$$

setzt. Für eine unendlich große Struktur geht k in k_∞ über. Ebensogut kann man sagen, k_∞ wäre der Vermehrungsfaktor für einen Reaktorkern mit Wänden, die die Neutronen vollständig reflektieren. Derartige Wände sind allerdings nicht realisierbar.

Von den im Reaktorkern verbleibenden Neutronen wird ein Teil von den spaltbaren Kernen eingefangen, um dort entweder einen (n, γ)-Prozeß oder eine neue Spaltung hervorzurufen. Es ist üblich, das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für diese beiden Prozesse mit α zu bezeichnen (siehe § 22).

Ist $\bar{\nu}$ die mittlere Anzahl der pro Spaltung erzeugten Sekundärneutronen, so ist

$$\eta = \bar{\nu} \frac{1}{1 + \alpha} \tag{4}$$

die Zahl der Sekundärneutronen pro ein Neutron, das im Spaltstoff eingefangen worden ist. Die folgende Tabelle gibt einige Werte für η in Abhängigkeit von der Art des Brennstoffs und der Energie. Für eine Reaktorstruktur, die aus reinem Spaltstoff besteht, wäre also $k_\infty = \eta$. Tatsächlich enthält ein Reaktor aber neben dem spaltbaren Stoff noch weitere Strukturmaterialien. In vielen Fällen ist es Aufgabe dieser weiteren Strukturmaterialien, die Spaltungsneutronen auf thermische Energie abzubremsen, also als Moderatoren zu wirken. Den Bruchteil der im Reaktor verbleibenden thermischen Neutronen, die durch den Spaltstoff eingefangen werden, bezeichnet man mit f und nennt ihn thermische Nutzung. Nun werden auch in einem moderierten Reaktor nicht alle Spaltungsneutronen thermisch. Ein Teil von ihnen wird noch vor Abschluß des Bremsvorganges von Kernen eingefangen, ohne eine

Mittlere Zahl η der durch Spaltung erzeugten sekundären Neutronen pro Neutron, das im Brennstoff absorbiert wird

Energie der Neutronen	Brennstoff		
	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}
therm.	2,31	2,08	2,03
250 keV	2,46	2,09	2,54
900 keV	2,60	2,28	2,57

Spaltung auszulösen. Mit besonders großer Wahrscheinlichkeit erfolgt dieser Einfang in Resonanzstellen, also relativ schmalen Energiegebieten, in denen der Wirkungsquerschnitt für einen (n, γ)-Prozeß einen besonders hohen Wert hat (siehe zum Beispiel Abb. 42, S. 112). Bei Reaktoren, die mit natürlichem oder schwach angereichertem Uran betrieben werden, erfolgt dieser Einfang im wesentlichen in den Kernen von U^{238}. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron während des Bremsvorganges diesen Resonanzstellen entgeht, nennt man die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit. Man bezeichnet sie regelmäßig mit p. Schließlich kommt es auch bei einem im wesentlichen mit thermischen Neutronen arbeitenden Reaktor vor, daß bereits schnelle Neutronen eine Spaltung auslösen. Die Anzahl aller Spaltungen einschließlich der durch schnelle Neutronen verursachten, zu der durch thermische Neutronen verursachten, bezeichnet man mit ε. Bei den meisten thermischen Reaktoren ist ε nur um wenige Prozent größer als eins.

Auf Grund des Gesagten können wir eine einfache Formel für k_∞ angeben, die in der Literatur als Vierfaktorformel bezeichnet wird:

$$k_\infty = \varepsilon\, p\, f\, \eta. \tag{5}$$

Ist für eine bestimmte Struktur $k_\infty > 1$, so ist es immer möglich, bei hinreichend großer räumlicher Ausdehnung damit eine kritische Anordnung zu bauen. Die Größe, welche die kritische Anordnung für eine bestimmte Struktur hat, bezeichnet man als kritische Größe. Im allgemeinen wird man bei der Konstruktion eines Reaktors danach trachten, die Struktur so zu wählen, daß ihre kritische Größe möglichst klein wird. Um Spielraum für die Regulierung zu haben, wählt man die wahre Größe tatsächlich immer etwas größer, als es der kritischen Größe entspricht. Die so entstehende Überschußreaktivität wird durch Einschieben von neutronenabsorbierenden Substanzen, zum Beispiel von Stäben aus Cadmium oder borhaltigem Stahl, kompensiert.

Im folgenden wollen wir die erreichbaren Werte von k_∞ für einige häufig angewendete Strukturen angeben. Oben haben wir schon den heterogenen Aufbau eines Reaktors beschrieben, bei dem Brennstoffstäbe in einen Moderator eingelegt werden. Es wäre auch denkbar, den Brennstoff einfach mit dem Moderator zu mischen, zum Beispiel dadurch, daß man eine lösliche Verbindung des Brennstoffs in Wasser auflöst oder dadurch, daß man pulverisierten Brennstoff mit Graphitpulver innig vermischt. Eine solche Anordnung bezeichnet man als einen homogenen Reaktor. Durch eine leichte Rechnung kann man zeigen, daß bei Verwendung von natürlichem Uran als Brennstoff und Wasser oder Graphit als Moderator der Wert von k_∞ für jedes Mischungsverhältnis kleiner als 1 bleibt. Der optimale Wert für eine homogene Mischung von Graphit und natürlichem Uran liegt etwa bei $k_\infty = 0{,}8$.

Nur bei Lösungen von Uransalzen in schwerem Wasser läßt sich für k_∞ beim optimalen Lösungsverhältnis der Wert 1,25 erreichen. Der Grund für diese schlechte Bilanz liegt darin, daß für homogene Anordnungen der Wert für die Resonanzdurch-

laßwahrscheinlichkeit p regelmäßig wesentlich unter 1 liegt, das heißt, ein erheblicher Teil der Neutronen wird während des Verlangsamungsprozesses von U^{238} weggefangen. Dies ist bei den heterogenen Anordnungen wesentlich günstiger. Infolge der starken Absorption der Resonanzneutronen, das heißt der Neutronen, die gerade eine einer Resonanzstelle entsprechende Geschwindigkeit haben, können diese nur in die äußerste Schicht der Uranstäbe eindringen. Im Innern dieser Stäbe sind keine Resonanzneutronen mehr vorhanden. Die im Innern der Stäbe vorhandene Uranmenge liefert daher keinen Beitrag zur Resonanzabsorption, was bewirkt, daß der Wert für p näher an 1 heranrückt als in einer homogenen Mischung. Bleibt k_∞ auch für das optimale Gitter aus Brennstoff und Moderator kleiner als 1, so ist, wie gesagt, eine kritische Anordnung überhaupt unmöglich. Dies ist zum Beispiel für natürliches Uran in gewöhnlichem Wasser der Fall. Hier ist das optimal erreichbare $k_\infty = 0{,}98$. Liegt k_∞ nur wenig über 1, wie zum Beispiel bei einer heterogenen Anordnung aus natürlichem Uran und Graphit, so darf die wirkliche Anordnung von der unendlichen Struktur nicht allzusehr abweichen, das heißt, der Reaktor muß sehr groß werden. Natürliches Uran kann in homogener Mischung nur mit schwerem Wasser eine kritische Anordnung liefern. Die kritische Größe für eine solche Mischung liegt aber so hoch, daß es wirtschaftlich nicht mehr tragbar erscheint, die erforderlichen Mengen schweren Wassers zu beschaffen.

Für die heterogene Anordnung von natürlichem Uran und Graphit liegt der Wert für k_∞ sehr niedrig, nur bei 1,06. Dennoch werden solche Reaktoren gebaut, obwohl ihre kritische Größe sehr beträchtlich ist. Man benötigt allerdings mehrere hundert Tonnen reinsten Graphits für eine solche Anlage. Wesentlich kleiner wird ein heterogener Reaktor mit natürlichem Uran und schwerem Wasser. Immerhin sind auch hier mehrere Tonnen schweren Wassers nötig.

Sehr viel größer werden die Möglichkeiten für den Reaktorbauer, wenn an Stelle von natürlichem Uran ein Isotopengemisch verwendet wird, in dem das seltene Isotop des Urans angereichert ist. Schon schwache Anreicherungen machen kritische Anordnungen mit leichtem Wasser als Moderator möglich. Die erforderlichen Strukturen mit Graphit oder schwerem Wasser werden sehr viel kleiner als bei Verwendung von natürlichem Uran. Allerdings muß man dann bei der Herstellung des Spaltstoffs ein sehr kostspieliges Isotopentrennverfahren in Kauf nehmen.

Um die kritische Größe eines Reaktors abzuschätzen, berechnet man erst eine Hilfsgröße B, die der Formel genügt

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2}. \tag{6}$$

Dabei ist M die mittlere Entfernung, die ein Neutron vom Ort seiner Entstehung bis zum Ort seiner Absorption zurücklegt, die sogenannte Wanderlänge. Sie ist stark von der Zusammensetzung des Reaktors abhängig, liegt aber immer in der Größen-

ordnung Dezimeter. Die Größe B bezeichnet man als die Flußwölbung (buckling). Für den Neutronenfluß[1]) im Reaktor muß die Differentialgleichung gelten

$$\Delta\Phi + B^2\Phi = 0. \tag{7}$$

Für einen Reaktorkern ohne Reflektor wird an der Oberfläche $\Phi \sim 0$. In diesem Fall ist die lineare Ausdehnung des Reaktors von der Größenordnung $1/B$. Ihr genauer Wert ergibt sich durch Auflösung der Differentialgleichung (7) mit der Randbedingung $\Phi = 0$. Für den Radius eines kugelförmigen Reaktors errechnet man zum Beispiel $R = \pi/B$.

In bestimmten Fällen bleiben pro Spaltung mehr als zwei Neutronen verfügbar. Von diesen braucht man eines, um die Kettenreaktion aufrechtzuerhalten. Man kann nun durch geeignete Anordnung ein weiteres so leiten, daß es von einem U^{238}- oder Th^{232}-Kern eingefangen wird, und das nächsthöhere Isotop des betreffenden Elements bildet. Dieses wandelt sich in beiden Fällen durch zwei aufeinanderfolgende Betaprozesse in ein neues, auch mit langsamen Neutronen spaltbares Isotop des um zwei Plätze weiter rechts stehenden Elements um, also in Plutonium 239 beziehungsweise Uran 233. Reaktoren, in denen die Bedingung erfüllt ist, daß sie pro verbrauchtem (durch Spaltung oder Neutroneneinfang) Brennstoffkern mindestens einen neuen aus schlecht, das heißt nicht mit langsamen Neutronen, spaltbarem Material erzeugen, heißen Brutreaktoren. In den Brutreaktoren bleibt also die Menge des Brennstoffs konstant oder wird sogar allmählich vermehrt, nur die wesentlich weniger wertvollen Ausgangsstoffe U^{238} oder Th^{232} werden tatsächlich verbraucht.

Damit ein Brutreaktor funktionieren kann, muß die Größe η merklich über dem Wert 2 liegen. Die Tabelle auf Seite 226 zeigt, daß mit thermischen Neutronen nur Brutreaktoren mit U^{233} als Brennstoff möglich sind. Bei U^{235} und Pu^{239} reicht erst der durch schnelle Neutronen erzielbare Neutronenüberschuß aus, um einen Brutreaktor zu konstruieren. Da für schnelle Neutronen die Wirkungsquerschnitte für die Spaltung der betreffenden Isotope nicht wesentlich höher liegen als die Einfangquerschnitte für die Ausgangsstoffe U^{238} und Th^{232}, müssen diese Brennstoffe mit hoher Isotopenanreicherung oder sehr starker Konzentration des Spaltmaterials verwendet werden.

Auch Reaktoren, in denen die Brutbedingung nicht voll erfüllt ist, ersetzen, soweit sie U^{238} oder Th^{232} enthalten, wenigstens einen Teil der verbrauchten Brennstoffatome durch neu gebildete. Sie produzieren häufig praktisch verwertbare Mengen von neuem Brennstoff. Solche Reaktoren werden Konverter genannt. Das Verhältnis der Zahl der neu entstehenden zu der der verbrauchten Brennstoffkerne nennt man das Konversionsverhältnis.

In der Praxis wird ein Reaktor immer so gebaut, daß er ohne besondere Maßnahmen überkritisch wäre. Die Reaktivität, die er dann hätte, bezeichnet man als die eingebaute Überschußreaktivität. Natürlich muß die Reaktivität im Betrieb gleich

---

[1]) Der Begriff Neutronenfluß wird weiter unten (S. 232) näher erläutert.

null sein. Sie kann durch Stäbe reguliert werden, die einen Stoff enthalten, der Neutronen stark absorbiert, wie Bor oder Kadmium. Wird ein solcher Stab tiefer in den Reaktor eingeführt, so sinkt die Reaktivität und umgekehrt. Bei einer ganz bestimmten Stellung der Regelstäbe ist die Reaktivität exakt gleich null und der Reaktor läuft mit konstanter Leistung. Um die Leistung zu vergrößern, muß der Stab etwas herausgezogen werden. Bei dieser neuen Stellung des Regelstabes ist die Reaktivität der Anordnung größer als eins, die Leistung steigt dann nach einer Exponentialfunktion an. Wenn das gewünschte neue Leistungsniveau erreicht ist, werden die Stäbe wieder in ihre alte Lage zurückgeschoben, dann ist die Reaktivität wieder null und damit der Vermehrungsfaktor $k = 1$. Der Reaktor läuft mit der erreichten Leistung stationär weiter.

Bei dem Betrieb eines Reaktors ist es von größter Bedeutung, den Wert der Reaktivität in jedem Augenblick genau zu kennen. Gewöhnlich geschieht das durch Anzeige einer Größe, die man als Reaktorperiode bezeichnet. Was damit gemeint ist, zeigt folgende Überlegung. Ein Neutron hat im Reaktor eine mittlere Lebensdauer τ. Diese Größe ist nicht zu verwechseln mit der mittleren Lebensdauer gegenüber radioaktiver Umwandlung. Sie bedeutet die Zeit, die im Mittel vergeht zwischen einer Spaltung und der nächsten Spaltung, die durch ein infolge der ersten Spaltung erzeugtes Neutron hervorgerufen wird. τ kann man also als Generationsdauer der Spaltungsneutronen auffassen. Da der Vermehrungsfaktor von einer Generation zur nächsten durch die Größe k gegeben ist, ist der zeitliche Verlauf der Reaktorleistung W gegeben durch

$$W = W_0 \cdot k^{t/\tau} \tag{8}$$

Dabei ist W_0 die Leistung zur Zeit $t = 0$. Die Zeit, nach der die Leistung auf das e-fache gestiegen, beziehungsweise auf den e-ten Teil abgefallen ist, bezeichnet man als Reaktorperiode T. Also $k^{T/\tau} = e$. Es folgt

$$T = \tau/\ln k. \tag{9}$$

In fast allen praktisch vorkommenden Fällen ist $T \gg \tau$, also $k \sim 1$. Dann kann man nach (2) $k \sim 1 + \rho$ setzen und $\ln(1 + \rho) \sim \rho$. Dann folgt aus (7)

$$T \sim \tau/\rho. \tag{10}$$

Die Zeit von der „Geburt" bis zum „Tod" eines Neutrons hängt beträchtlich von der Struktur des Reaktors ab. Besonders klein ist sie bei einem Reaktor, der mit schnellen Neutronen betrieben wird und keinen Moderator enthält. Sie kann da 10^{-7} sec sein. Bei einem Reaktor aus natürlichem Uran und Graphit liegt sie in der Größenordnung 10^{-3} sec. Würden alle Neutronen im Augenblick der Spaltung erzeugt, so müßte man diese Zahl für den Wert τ in die obenstehenden Formeln einsetzen; und es würde auch noch bei sehr kleinen Werten von ρ eine recht kleine Zeitkonstante herauskommen. Der Reaktor würde dann schon bei sehr kleiner Änderung der Reaktivität sein Leistungsniveau schnell verändern, was eine sichere Steuerung außerordentlich erschweren, wenn nicht unmöglich machen würde.

Nun gibt es aber glücklicherweise auch noch die verzögerten Neutronen, die erst mit der Halbwertszeit des vorangehenden Betastrahlers nach der Spaltung ausgesandt werden (§ 54). Ihr Anteil an der gesamten Neutronenzahl ist zwar nur gering (siehe Tabelle Seite 149), er liegt in der Größenordnung 1%. Weil aber die in Frage kommenden Halbwertszeiten sehr viel größer sind als die mittleren Lebensdauern τ_l der Neutronen im Reaktor, spielen sie für die mittlere Generationsdauer τ die entscheidende Rolle. Bei der Spaltung von U^{235} liefern sie zu τ_l noch einen Summanden τ_v, der gleich 0,089 sec ist. Da $\tau = \tau_l + \tau_v$ und $\tau_l \ll \tau_v$, so ist $\tau \sim \tau_v$. Die Reaktorperiode wird daher praktisch durch die verzögerten Neutronen allein bestimmt. Diese Beziehung gilt allerdings nur, solange die Reaktivität kleiner ist als der Anteil β der verzögerten Neutronen an der Gesamtzahl der Neutronen. Ist dies nicht mehr der Fall, wäre also die Anordnung auch schon kritisch, wenn es gar keine verzögerten Neutronen gäbe, so bezeichnet man sie als prompt kritisch. Im prompt-kritischen Zustand ist tatsächlich τ_l für die Reaktorperiode maßgebend. Nur muß man von der Reaktivität den nicht mehr zur Wirkung kommenden Anteil der verzögerten Neutronen abziehen, also in Formel (10) ρ durch $\rho - \beta$ ersetzen. Es gilt dann für die Reaktorperiode im prompt-kritischen Zustand

$$T_p = \frac{\tau_l}{\rho - \beta}. \tag{11}$$

Wie wir eben schon ausgeführt haben, ist diese Zeit immer sehr klein. Man muß daher bei einem Reaktor streng darauf achten, daß nie ein Zustand erreicht wird, in dem ρ größer wird als β.

Die Größe β hängt von der Zusammensetzung des Reaktorbrennstoffs ab. Für den häufigsten Brennstoff U^{235} ist $\beta = 0{,}71\%$. Weitere Werte für β sind in der Tabelle auf Seite 149 angegeben. Wegen der großen praktischen Bedeutung, die diese Größe β für die Steuerbarkeit eines Reaktors hat, drückt man ρ vielfach in Einheiten von β aus. Man definiert die Reaktivität $\rho = \beta$ als eine Reaktivität von 1 „Dollar", $^1/_{100}$ davon als 1 Cent.

Wir wollen zwei Zahlenbeispiele betrachten. Für $\rho = 0{,}0025\%$ und $\tau_v = 0{,}09$ wird $T = 3600$ sec $= 1\,h$. Beim Dreihundertfachen dieses Wertes für ρ würde ein mit U^{235} betriebener Reaktor prompt kritisch werden, also bei einer Zeitkonstanten von etwa 12 sec. Man sorgt in der Praxis dafür, daß die Zeitkonstante nie unter 30 sec geht, um Unfälle auszuschließen. Das bedeutet, daß man einen Reaktor nur sehr langsam anlassen kann. Um bei einer Reaktorperiode von 100 sec die Leistung auf das Millionenfache zu steigern, um also zum Beispiel von 1 Watt auf 1 Megawatt zu gehen, braucht man, da $10^6 \sim e^{15}$, 1500 sec, also fast eine halbe Stunde. Alle Maßnahmen, die die Reaktivität vergrößern können, dürfen nur sehr langsam vorgenommen werden, sonst könnten plötzlich die Zeitkonstanten zu klein werden und der Reaktor außer Kontrolle kommen. Solche Maßnahmen sind zum Beispiel das Heraus-

ziehen von Kontrollstäben oder von einem neutronenabsorbierenden Präparat oder auch das plötzliche Einlassen von kaltem Kühlwasser, wie wir gleich sehen werden.

Die Kontrollinstrumente eines Reaktors sind immer so ausgewählt, daß sie neben der augenblicklichen Reaktorleistung auch die Reaktorperiode anzeigen. Diese kann zum Beispiel aus der periodischen Leistungsänderung bestimmt werden. die eine kleine, im Reaktor schwingende, Neutronen absorbierende Sonde verursacht. Die Amplitude dieser Leistungsänderungen ist der Reaktorperiode proportional. Man wird also eine leistungsproportionale Größe, zum Beispiel den Neutronenfluß — wir werden gleich definieren, was man darunter versteht — etwa durch den Strom in einer geeigneten Ionisationskammer messen und über einen Verstärker auf ein gleich in Zeiteinheiten geeichtes Meßinstrument übertragen, das die Reaktorperiode anzeigt. Unterschreitet die Reaktorperiode den niedrigsten noch zulässigen Wert, so sorgt eine automatisch gesteuerte Einrichtung dafür, daß neutronenabsorbierende Stäbe schnell in den Reaktor eingestoßen werden.

Eine wichtige Größe, welche den jeweiligen Momentanzustand eines Reaktors charakterisiert, ist die Neutronenflußdichte, oder wie man häufig, aber nicht ganz korrekt sagt, der Neutronenfluß. Durch den Neutronenfluß ist bei vorgegebener Struktur die Zahl der Kernreaktionen pro Volumen und Zeiteinheit und damit die Leistungsdichte bestimmt. Der Fluß Φ ist die Wegstrecke, welche die Neutronen in einer Volumeneinheit pro Zeiteinheit zurücklegen. Daraus ergibt sich als Dimension für ihn Neutronen pro Fläche und Zeit. Gewöhnlich wird er in cm^{-2} sec^{-1} angegeben. Nicht zu verwechseln ist der Neutronenfluß Φ mit der Neutronenstromdichte $\mathfrak{J}$, einer Vektorgröße von der gleichen Dimension. Als Stromdichte bezeichnet man die Anzahl von Neutronen, die in einer Sekunde durch eine Flächeneinheit strömt. Häufig unterscheidet man $\mathfrak{J}^+$ und $\mathfrak{J}^-$ die Stromdichte in der einen und in der anderen Richtung durch die Fläche. Bei räumlich konstantem Fluß ist

$$|\mathfrak{J}|^+ = |\mathfrak{J}|^- = \Phi/4 \text{ und } \mathfrak{J} = |\mathfrak{J}|^+ - |\mathfrak{J}|^- = 0.$$

Sind in einer Volumeneinheit N_i Atomkerne der Sorte i enthalten, von denen jeder einen Wirkungsquerschnitt σ_i gegenüber Neutronen hat, so bezeichnet man die Größe $\Sigma_i = N_i \sigma_i$ als makroskopischen Wirkungsquerschnitt. Die Zahl der Reaktionen pro Volumeneinheit und Zeiteinheit ist dann $\Phi\Sigma_i$. Da die Neutronen im Reaktor keine einheitliche Geschwindigkeit haben, σ aber regelmäßig von der Neutronengeschwindigkeit abhängt, muß man für Σ_i einen entsprechenden Mittelwert $\overline{\Sigma}_i$ einsetzen. Auf Grund dieser Definition können wir einige Beziehungen zwischen Fluß und Leistung eines Reaktors aufstellen. Im thermischen Reaktor ist die Leistung gegeben durch

$$W = \overline{\Phi}_{th} \cdot \Sigma_{sp} \cdot V \cdot E_{sp},$$

wobei $\overline{\Phi}_{th}$ der über das Volumen gemittelte thermische Fluß im Reaktor, Σ_{sp} der mittlere makroskopische Spaltquerschnitt, V das Volumen des Reaktorkerns und E_{sp} die pro Spaltung freigesetzte Energie sind. Dabei ist

$$\Sigma_{sp} = \sigma_{sp} \cdot N$$

und N die Zahl der spaltbaren Atome pro Volumeneinheit. Die Masse des im Reaktor enthaltenen Spaltstoffs ist dann $M = N \cdot V \cdot m_{sp}$. m_{sp} ist die Masse eines spaltbaren Atoms. Man kann daher schreiben,

$$W = \overline{\Phi}_{th} \cdot M \cdot \sigma_{sp} \cdot E_{sp}/m_{sp}. \tag{12}$$

Die letzten drei Faktoren sind für einen bestimmten Spaltstoff konstant, und zwar für U^{235} $3{,}8 \cdot 10^{-11}$ Watt · sec · cm²/g. Der mittlere Fluß an thermischen Neutronen in einem thermischen Reaktor ist also gegeben durch

$$\overline{\Phi}_{th} = 2{,}55 \cdot 10^{10} \frac{W\,[\text{Watt}]}{M\,[g]}\,\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}. \tag{13}$$

Die thermische Flußdichte bei vorgegebener Leistung ist also umgekehrt proportional der im Reaktor befindlichen Spaltstoffmenge.

Das Verhältnis des schnellen Flusses zum thermischen Fluß ist gleich dem Verhältnis der Weglängen, die ein Neutron im Durchschnitt von seiner Entstehung bis zum Thermischwerden und dann als thermisches Neutron bis zu seiner Absorption zurücklegt. Diese Größe hängt bei den gebräuchlichen Reaktoren im wesentlichen von der Art des Moderators und von der thermischen Nutzung f ab. Sie ist im allgemeinen für H_2O-moderierte Reaktoren besonders groß.

In allen Reaktoren wandelt sich allmählich spaltbare Substanz in Spaltprodukte um, die als parasitäre Verunreinigungen Neutronen wegfangen und dadurch die Reaktivität des Reaktors erniedrigen. Pro Megawattag (MWd) wird etwas mehr als ein Gramm Spaltstoff verbraucht, und es entstehen nahezu ebenso viele Spaltprodukte. Sowohl durch die Verarmung des Spaltstoffs wie durch die Vermehrung der Spaltprodukte, die als Verunreinigungen Neutronen wegfangen, wird die Reaktivität des Reaktors erniedrigt. Man muß durch Einbau von genügend Überschußreaktivität am Anfang dafür sorgen, daß der Reaktor mit dem gleichen „Brennsatz" über längere Zeit in Betrieb gehalten werden kann.

Würde in natürlichem Uran alles U^{235} umgesetzt, also 7,1 kg U^{235} pro Tonne Uran, so erhielte man rund 6000 MWd/t. Tatsächlich bildet sich in dem natürlichen Uran aber durch Konversion aus U^{238} Pu^{239}, das auch zum Abbrand beiträgt, so daß man bei zweckmäßiger Anordnung einen Abbrand von etwa 8000 MWd/t, unter Umständen sogar noch mehr erreichen kann.

Ein besonders störendes Spaltprodukt ist Xenon 135, obwohl es selbst ein radioaktiver Stoff mit nur 9,2 Stunden Halbwertszeit ist. Sein Wirkungsquerschnitt gegenüber langsamen Neutronen ist aber extrem groß, $3{,}5 \times 10^6$ barn, so daß es schon in sehr kleiner Konzentration die Neutronenbilanz erheblich stört. Das Xe^{135} entsteht zum größten Teil nicht direkt durch Spaltung, sondern über J^{135} mit 6,7 Stunden Halbwertszeit. Läuft ein Reaktor einigermaßen stationär mit hohem Fluß, so wird das gebildete Xe^{135} infolge seines hohen Einfangquerschnitts auch schnell wieder abgebaut. Die mittlere Lebensdauer gegenüber Umwandlung durch Neutroneneinfang

ist gegeben durch $1/\Phi\sigma$. Das ergibt schon für $\Phi = 10^{13}$ cm^{-2} sec^{-1} nur 3000 sec, also weniger als ein Zehntel der Halbwertszeit gegenüber radioaktiver Umwandlung. Xe^{135}-Kerne werden also bei diesem und höherem Neutronenfluß zum größten Teil durch (n, γ) in Xe^{136} umgewandelt, bevor sie eine Betaumwandlung erleiden. Die Verminderung der Reaktivität durch die Xenonvergiftung kann daher im stationären Zustand einen bestimmten Betrag, nämlich 4,8%, nicht überschreiten, da eine Art von Selbstreinigung eintritt. Wird der Reaktor abgeschaltet, so fällt diese Selbstreinigung weg und das Xe^{135} kann aus seiner Muttersubstanz J^{135} in so großer Menge nachwachsen, daß es unmöglich wird, den Reaktor für die nächste Zeit wieder einzuschalten. Bei einem Neutronenfluß von 10^{14} cm^{-2} sec^{-1} würde die Überwindung dieser Xenonvergiftung eine Überschußreaktivität von etwa 40% erfordern, die aus technischen Gründen nicht einzubauen ist. Man muß in diesem Fall nach jedem Abschalten, das länger als eine Stunde dauert, mindestens 30 Stunden warten, bis die Xenonvergiftung so weit abgeklungen ist, daß sich der Reaktor wieder einschalten läßt.

Fast alle Spaltprodukte sind zunächst radioaktiv (siehe § 22) und gehen erst durch eine oder mehrere Umwandlungen in einen stabilen Kern über. Dadurch entsteht beim Betrieb eines Reaktors immer eine sehr beträchtliche Radioaktivität. Man kann rechnen, daß sich bei stationärem Betrieb pro Watt Reaktorleistung 7 bis 8 Curie Radioaktivität im Reaktor befinden. Diese hohe Radioaktivität erfordert bei jedem Reaktor eine starke Abschirmung und sehr weitgehende Sicherheitsmaßnahmen. Die radioaktiven Stoffe sitzen bei einem großen Teil der Reaktoren in festen Brennstoffelementen. Da sie eine Mischung aus Substanzen mit allen möglichen Halbwertszeiten enthalten, fällt ihre Strahlung in grober Näherung nach einem $1/t$-Gesetz ab. Man kann rechnen, daß die Aktivität eines Brennelements, das über einige Zeit eine Leistung von W Watt abgegeben hat, t Stunden nach dem Abschalten des Reaktors 6 W/t Curie ist. Als etwas bessere Näherung gilt 6 $Wt^{-1,2}$ Curie. Beides sind nur rohe Faustformeln. Der genaue Verlauf des Abfalls hängt entscheidend von den Betriebsbedingungen während des Abbrandes ab.

Neben der Aktivität der Spaltprodukte spielt die durch (n, γ)-Prozesse induzierte Aktivität der verschiedenen Reaktorbaustoffe eine wesentlich geringere Rolle. Sie ist aber keineswegs zu vernachlässigen. Selbst die Luft, die sich zum Beispiel in Bestrahlungskanälen befindet oder bei einigen älteren Reaktortypen zur Kühlung verwendet wird, enthält nach dem Durchtritt durch einen laufenden Reaktor erhebliche Mengen von Argon 41 mit 1,8 Stunden Halbwertszeit, gegen dessen Strahlung Schutzmaßnahmen erforderlich sind.

§ 35. *Forschungsreaktoren*

Wenn man alle bekannten Arten von Brennstoffen, Moderatoren, Kühlmitteln und Aufbauarten eines Reaktors miteinander kombiniert, so erhält man über 100

mögliche Reaktortypen. Nur ein kleiner Teil davon erweist sich wirklich als praktisch brauchbar. Die wichtigsten Typen sollen im folgenden kurz beschrieben werden. Man unterscheidet dabei zweckmäßig noch zwischen Forschungsreaktoren und Leistungsreaktoren. Der Forschungsreaktor dient als Neutronenquelle für verschiedenste Zwecke. Der Leistungsreaktor dient zur Energieerzeugung. Um einigermaßen wirtschaftlich zu arbeiten, muß beim letzteren die entstehende Wärme bei möglichst hoher Temperatur abgeführt werden, eine Komplikation, die beim Forschungsreaktor fortfällt. Hier arbeitet man immer bei verhältnismäßig niedriger Temperatur, selten über 100° C im Kühlmittel. Wir wollen erst die Forschungsreaktoren besprechen und dann auf die zusätzlichen Besonderheiten der Leistungsreaktoren eingehen.

Mit natürlichem Uran sind zwei Typen von Forschungsreaktoren möglich, von denen einer mit Graphit, der andere mit schwerem Wasser moderiert wird. Die ersten überhaupt gebauten Reaktoren waren mit Graphit moderierte, nämlich der CP 1 in Chicago, der am 2. Dezember 1942 kritisch wurde, und der X 10 in Oak-Ridge, der heute noch in Betrieb ist. Weitere Reaktoren mit natürlichem Uran und Graphit sind der GLEEP und der BEPO in Harwell (England) und der Brookhaven-Reaktor, der aber jetzt auf angereichertes Uran umgestellt wurde. Wie schon erwähnt, ist bei Natururan-Graphit-Reaktoren k_∞ immer nur sehr wenig größer als 1, bei optimaler Struktur etwa 1,06. Daher muß P, die Nichtentweichwahrscheinlichkeit für Neutronen, möglichst nahe an 1 herankommen. Das bedeutet, daß die Reaktoren sehr groß sein müssen. Die kritische Größe wird für einen würfelförmigen Reaktor dieser Art bei etwa 5 m Kantenlänge erreicht. Tatsächlich muß man Überschußreaktivität einbauen und macht die Kantenlänge etwa 8 m. Man braucht daher für einen funktionierenden Reaktor etwa 1000 t extrem reinen Graphit und etwa 40 t metallisches Uran. Der Gehalt an eigentlichem Spaltstoff U^{235} ist dann rund 280 kg. Schon um einen Fluß von 10^{12} thermischen Neutronen pro $cm^2 \cdot sec$ zu erreichen, benötigt man daher nach Formel (13) (§ 34) eine Reaktorleistung von rund 10 MW, die durch Kühlung weggeschafft werden muß.

Nach einem Gesamtneutronenfluß ($\int \Phi dt$) in der Größenordnung 10^{19} bis 10^{20} cm^{-2} wird die Kristallstruktur des Graphits so stark verändert, daß man diese Strahlungsschäden durch Anlassen, das heißt in diesem Falle Erwärmen auf etwa 200° C, wieder ausheilen muß. Dabei wird nach einer Bestrahlungsdosis von 10^{19} Neutronen/cm^2 ein Energiebetrag von rund 60 cal/g frei (*Wigner*-Energie), die bei Bedienungsfehlern zu einer unzulässigen Erwärmung des Graphits und unter Umständen zu einer Zerstörung des Reaktors führen kann, wie dies in Windscale (England) im Oktober 1957 geschehen ist.

Reaktoren mit schwerem Wasser und natürlichem Uran sind in großer Zahl gebaut worden. Insbesondere sind zu erwähnen der NRX in Chalk River (Canada), ZOE und P 2 in Frankreich, die Reaktoren in Kjeller in Norwegen und in Stockholm (Schweden) und schließlich der geplante Forschungsreaktor FR2 in Karlsruhe. Auch der noch während des Krieges in Haigerloch (Deutschland) aufgebaute Reaktor war von

diesem Typ, wurde jedoch nicht mehr kritisch, da etwas zu wenig Material zur Verfügung stand. Als Minimum werden etwa 2 t reines Uran und 5 t schweres Wasser benötigt, im allgemeinen wird man auch hier mehr nehmen, um am Anfang genügend Überschußreaktivität zu haben. Bei 10 MW Reaktorleistung kann man hier einen Fluß an thermischen Neutronen von etwa $2 \cdot 10^{-13}$ cm^{-2} sec^{-1} erreichen. Trotz des großen Bedarfs an schwerem Wasser ist dieser Reaktor billiger als der Graphitreaktor und für viele praktische Zwecke, wo man Wert auf hohen Neutronenfluß legt, besser brauchbar.

Hat man für einen Reaktor Brennstoff zur Verfügung, der mehr Spaltstoff enthält als das natürliche Uran, insbesondere also angereichertes Uran, so werden dadurch die Möglichkeiten für den Reaktorkonstrukteur sehr vergrößert. Heute wird gewöhnlich für Forschungsreaktoren stark angereichertes Uran verwendet, in USA meist 90%iges, für die aus USA exportierten Reaktoren 20%iges. Von einer sehr aussichtsreichen Möglichkeit, Reaktoren, die im wesentlichen Brennstoffelemente aus natürlichem Uran enthalten, mit einigen wenigen Elementen aus hoch angereichertem Uran zu spicken, ist bisher wenig Gebrauch gemacht worden.

An Forschungsreaktoren mit angereichertem Uran sind heute im wesentlichen drei Typen in Betrieb. Der einfachste von diesen ist der homogene Lösungsreaktor. Bei ihm ist der Brennstoff ein Salz aus angereichertem Uran, meist Phosphat oder Sulfat, das in wässerige Lösung gebracht wird. Der Reaktorkern ist einfach ein Metallgefäß von etwa 40 cm Durchmesser, das von Kühlschlangen durchzogen ist und diese Lösung enthält. Mit hoch angereichertem Uran wird der Reaktor schon bei etwa 700 g U^{235} kritisch. Bei 20%iger Anreicherung braucht man etwa 1100 g U^{235}. Alle diese Reaktoren werden nur mit kleiner Leistung betrieben. Aber bei 50 kW erhält man doch nach Formel (13) (§ 34) schon einen Fluß an thermischen Neutronen von etwa 10^{12} cm^{-2} sec^{-1}. Das im Wasser sich unter dem Einfluß der Strahlung laufend bildende Knallgas erfordert eine besondere Anlage zur Rekombination. Gleichzeitig können aber schädliche Spaltprodukte, insbesondere Xenon, laufend abgetrennt werden. Diese Reaktoren werden gewöhnlich als Wasserkocher (water-boiler) bezeichnet. Der erste in einem Hochschulinstitut verwendete steht im North-Carolina State College in Raleigh, wo er im Institut selbst gebaut wurde. In Deutschland besitzt das Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt einen solchen, der aus USA gekauft worden ist.

Bei Reaktoren mit natürlichem Uran ist der entscheidende Vorteil, den der heterogene Aufbau bietet, die Vergrößerung der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p. Dieser Vorteil fällt bei Reaktoren mit stark angereichertem Uran weg, da hier auch bei homogener Struktur p schon sehr nahe bei 1 liegt. Trotzdem verwendet man auch hier sehr häufig heterogene Strukturen, denn bei ihnen lassen sich feste Brennstoffelemente in einem flüssigen Moderator verwenden, der zugleich als Kühlmittel dienen kann. Die Brennstoffelemente macht man allerdings nicht mehr so kompakt wie bei Verwendung von natürlichem Uran, wo sie 2 bis 2,5 cm Durchmesser haben, sondern

man verwendet etwa 2 mm dicke Lamellen, von denen etwa 12 zu einem Brennstoffelement vereinigt werden. Dies erlaubt eine sehr wirksame Kühlung, so daß man die Leistung des Reaktors pro Volumenelement wesentlich höher machen kann als bei den bisher genannten Typen. Der gegenwärtig häufigste heterogene Forschungsreaktor mit angereichertem Uran ist der Schwimmbadreaktor (swimming-pool). Bei ihm stehen etwa 20 Brennstoffelemente der eben beschriebenen Art in einem schwimmbadartigen Wasserbecken, dessen Wasser gleichzeitig als Moderator, Kühlung und Abschirmung dient. Bis 100 kW sind keine besonderen Kühleinrichtungen erforderlich. Es genügt die eigene Thermo-Siphon-Wirkung im Reaktorkern. Bei höherer Leistung ist eine Konvektionskühlung durch geeignete Pumpen erforderlich. Auch muß man dann darauf achten, daß im Wasser unter dem Einfluß der relativ wenigen schnellen Neutronen durch die Reaktion O^{16} (n, p) N^{16} das radioaktive Isotop Stickstoff 16 mit 7 sec Halbwertszeit gebildet wird, dessen Strahlung störend wirken kann. Die für den Reaktor benötigte Menge U^{235} liegt bei 3 bis 4 kg. Bei 1 MW hat man also nach Formel (13) (§ 34) einen mittleren thermischen Neutronenfluß von $7 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} sec^{-1}. Bei noch höherer Leistung verwendet man kein offenes Schwimmbad mehr, sondern man baut den Reaktorkern in einen geschlossenen Tank ein. Derartige Reaktoren mit besonders hoher Leistung und daher auch besonders hohem Neutronenfluß werden vor allem dazu verwendet, um die Wirkung der im Reaktor auftretenden Strahlungen, insbesondere der Strahlung schneller Neutronen, auf verschiedene Materialien zu erproben, die später als Baustoffe für Leistungsreaktoren Verwendung finden sollen. Solche Reaktoren nennt man Materialprüfreaktoren.

Auf der internationalen Genfer Konferenz über friedliche Anwendung der Atomenergie im Sommer 1955 wurde zum ersten Male ein solcher Schwimmbadreaktor in Betrieb öffentlich gezeigt. Der Schwimmbadreaktor ist der einzige Reaktor, bei dem der Kern in Betrieb wirklich zu sehen ist. Bei einer Leistung von 100 kW ist um die Brennstoffelemente ein helles blaues Leuchten zu sehen, das durch die Sekundärelektronen der Gammastrahlung verursacht wird. Der erste Reaktor, der in Deutschland im Oktober 1957 in Betrieb genommen worden ist und in Garching bei München steht, ist ein solcher in USA gekaufter Schwimmbadreaktor.

Man kann einen dem Schwimmbadreaktor analogen Reaktor auch mit schwerem Wasser füllen, das man allerdings nicht mehr offen wie ein Schwimmbad stehenlassen kann. Der Vorteil dieser Anordnung ist, daß man wegen der großen Diffusionslänge der Neutronen im schweren Wasser den Kern etwas weiter bauen kann, und daher innerhalb des Reaktorkerns mehr Platz hat, um verschiedene Proben einzuführen. Ferner ist infolge des größeren Kerns die bei gleicher Gesamtleistung erreichte Leistungsdichte (= Leistung pro Volumeneinheit) merklich kleiner. Da die benötigte Menge von Uran 235 ungefähr die gleiche ist wie beim Schwimmbadreaktor, ist auch das Verhältnis von thermischem Neutronenfluß und Leistung das gleiche. Wegen des größeren Reaktorkerns hat man also bei gleicher Leistung größeres Gebiet ent-

sprechenden Neutronenflusses. Nachteile des Reaktors sind der kompliziertere Aufbau, weil das schwere Wasser nach außen hin dicht abgeschlossen sein muß, der geringere Fluß an schnellen Neutronen, was für Materialuntersuchungen nachteilig ist, und nicht zuletzt der wesentlich höhere Preis wegen des größeren Bedarfs an schwerem Wasser. Er dürfte daher nur in ganz speziellen Fällen dem Schwimmbadreaktor und den aus ihm entwickelten Typen von Materialprüfreaktoren vorzuziehen sein, insbesondere dann, wenn man für physikalische Untersuchungen möglichst intensive Strahlen aus langsamen Neutronen austreten lassen will, zum Beispiel um Neutroneninterferenzen in Kristallgittern zu untersuchen. Beispiele für Schwerwasserreaktoren mit angereichertem Uran sind der CP 5 in Argonne bei Chicago und die Reaktoren DIDO und PLUTO in Harwell (England).

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Daten einiger typischer Forschungsreaktoren aufgeführt.

Einige typische

Name	Standort	Leistung	Neutronenfluß ($cm^{-2} sec^{-1}$)
BNLR	Brookhaven, Long Island (USA)	30 MW	4×10^{12}
NRX	Chalk River, Canada	40 MW	6×10^{13}
North-Carolina State College Reactor	Raleigh, N.C. (USA)	10 kW	5×10^{11}
FRM	Garching bei München	1 MW	7×10^{12}
MTR	Arco, Idaho (USA)	30 MW	4×10^{14}
CP 5	Argonne Lab. bei Chicago	1 MW (später 4 MW)	3×10^{13}

§ 36. *Leistungsreaktoren*

Das physikalische Prinzip ist bei Forschungs- und Leistungsreaktoren das gleiche, jedoch wird bei diesen eine Reihe zusätzlicher technischer Forderungen gestellt, die den tatsächlichen Aufbau der Anlage entsprechend beeinflussen. Diese sind vor allem die folgenden: Das als Wärmeüberträger wirkende Kühlmittel soll die Wärme bei möglichst hoher Temperatur weitergeben. Teile, an denen im Laufe der Zeit voraussichtlich Reparaturen notwendig werden, dürfen nicht radioaktiv werden. Insbesondere darf der in die Turbine strömende Dampf keine Radioaktivität mit sich führen. Technisch notwendige Betriebsunterbrechungen, zum Beispiel beim Auswechseln von

Brennstoffelementen, müssen auf ein Minimum beschränkt werden. Der erzielbare „Abbrand" soll möglichst hoch sein, denn dieser ist eine der Voraussetzungen, daß die Anlage einigermaßen wirtschaftlich arbeitet, und die Wirtschaftlichkeit ist eine wesentliche Forderung, die man an den Leistungsreaktor stellen muß.

Als Wärmeüberträger kommen Gase oder Flüssigkeiten in Frage. Das billigste Gas ist Luft, jedoch ist hier die chemische Aggressivität des Sauerstoffs und die schon erwähnte durch (n, γ) entstehende 1,8-Stunden-Aktivität des Argons störend. Man bevorzugt daher CO_2, das in geschlossenem Kreislauf verwendet wird. Physikalisch das günstigste Gas für die Wärmeübertragung ist das Edelgas Helium. Seine Eigenschaften sind in bezug auf die Wärmeübertragung denen der genannten Gase so überlegen, daß es trotz seines hohen Preises in manchen Anlagen verwendet wird.

Von flüssigen Wärmeüberträgern spielt gewöhnliches Wasser eine entscheidende Rolle. Sein Nachteil ist, daß es bei hohen Temperaturen auch hohe Drücke aufweist,

Forschungsreaktoren

Brennstoffart	Brennstoff-menge	Moderator	Kühl-mittel	Inbetrieb-nahme
Natururan (neuerdings durch angereichertes ersetzt)	60 t	Graphit	Luft	1950
Natururan	10,5 t	D_2O	D_2O	1947
UO_2SO_4 in H_2O gelöst (90% U^{235})	790 g U^{235}	H_2O	H_2O	1953
U-Al_4 mit 20% U^{235}	ca. 4 kg U^{235}	H_2O	H_2O	1957
U-Al-Legierung (90% U^{235})	ca. 4 kg U^{235}	H_2O	H_2O	1952
U-Al-Legierung (90% U^{235})	1680 g U^{235}	D_2O	D_2O	1954

was bei einem Undichtwerden der Leitung oder gar bei einem Betriebsunfall im Reaktor sehr unangenehme Auswirkungen haben kann. Außerdem wird ein entsprechend druckfestes Leitungssystem erforderlich und vor allem ein druckfester Behälter für den Reaktortank.

Daher werden auch flüssige Metalle als Wärmeüberträger verwendet, vor allem flüssiges Natrium. Natrium wird beim Durchgang durch den Reaktor selbst stark radioaktiv, da sich in ihm durch einen (n, γ)-Prozeß Na^{24} mit 15 Stunden Halbwertszeit bildet. Aus Sicherheitsgründen bringt man an natriumgekühlten Reaktoren zwei Wärmeaustauscher an. In dem einen gibt das radioaktiv verunreinigte Natrium seine Wärme an inaktives Natrium ab. Hier kann auch beim Undichtwerden einer

Leitung keine chemische Reaktion auftreten, da sich auf beiden Seiten dieselbe Substanz, nämlich Natrium, befindet. Erst in einem zweiten Wärmeaustauscher gibt das inaktive Natrium seine Wärme an Wasser ab. Da kann bei einem Undichtwerden natürlich eine chemische Reaktion zwischen Wasser und Natrium einsetzen, die aber keine so katastrophalen Folgen hat, da das Natrium in diesem Wärmeaustauscher nicht mehr radioaktiv ist.

In bestimmten Fällen verwendet man Reaktoren, die ohne Moderator arbeiten, die also nicht mit thermischen, sondern mit verhältnismäßig schnellen Neutronen betrieben werden. Ihr Vorteil liegt darin, daß sie als Brutreaktoren für Uran 238 verwendet werden können. Solche Reaktoren setzen immer voraus, daß man verhältnismäßig hoch angereicherten Brennstoff benutzt, da andernfalls das Uran 238 zu viele Neutronen wegfangen würde ohne zu spalten. Diese Reaktoren erfordern ein Kühlmittel, das Neutronen möglichst wenig abbremst, also ein hohes Atomgewicht hat, und außerdem einen möglichst kleinen unelastischen Streuquerschnitt für Neutronen aufweist. Hier kommen praktisch nur Blei, Wismut und Legierungen aus diesen beiden Metallen in Frage.

Metallisches Uran hat die unangenehme Eigenschaft, bei 660° C eine Phasenumwandlung zu erleiden, bei der das Kristallgitter erheblich aufgeweitet wird. Diese Temperatur darf daher auch im Innern eines als Brennstoff verwendeten Uranstabes nie erreicht werden, denn dies hätte eine Deformation zur Folge und würde den Stab unbrauchbar machen. Da 660° für eine rationelle Ausnützung der im Reaktor entstehenden Wärme noch recht wenig sind, sucht man nach Wegen, die Temperatur der Brennstäbe zu erhöhen. Dazu bieten sich drei Wege. Entweder wird nur wenig hoch angereichertes Uran einem anderen Element zulegiert, so daß der kristalline Aufbau nicht mehr dem des Urans entspricht, oder man sucht durch bestimmte Legierungszuschläge zum Uran die bei niedrigerer Temperatur vorherrschende α-Phase auch noch bei höherer Temperatur zu stabilisieren, oder man verwendet nicht Uran, sondern eine Uranverbindung. Hier wird unter anderem Uranoxyd und Urankarbid diskutiert.

Es sind schon eine ganze Reihe von Leistungsreaktoren gebaut worden, fast alle laufen jedoch vorläufig nur als relativ kleine Versuchsanlagen, um Erfahrungen zu sammeln, und nicht mit der Absicht, in wirklich wirtschaftlicher Weise Strom zu erzeugen. Einzelne typische Anlagen sollen im folgenden kurz näher beschrieben werden.

Beim *Druckwasserreaktor* in Shippingport (PWR = Pressurized-Water-Reactor) besteht der Brennstoff aus 15 t natürlichem Uran in Form von UO_2 und 52 kg hoch angereichertem Uran. Der Reaktorkessel ist 10 m hoch und hat fast 3 m Durchmesser. Der Kern hat 1,80 m Durchmesser und die gleiche Höhe. Die entstehende Wärme wird durch Wasser abgeführt, das gleichzeitig als Moderator dient. Dieses tritt mit 280° C aus dem Reaktorkern aus. Um ein Sieden, das heißt eine Bildung von Gasblasen sicher zu verhindern, steht das ganze System unter einem Druck von

120 at. Das Wasser des Primärkreislaufs geht durch einen Wärmeaustauscher, wo es das Wasser des Sekundärkreislaufs auf 250° C erhitzt und dabei Dampf mit rund 40 at erzeugt. Die Anlage gibt eine elektrische Leistung von etwa 100 MW.

Beim *Siedewasserreaktor* vermeidet man den extrem hohen Druck im Reaktorkern. Ein Prototyp dieser Art steht auf dem Versuchsgelände des Argonne-Laboratoriums bei Chicago.

Die Brennstoffelemente bestehen zu einem Teil aus natürlichem Uran, zum anderen Teil aus leicht, und zwar auf 1,4% U^{235}, angereichertem Uran. Insgesamt enthält der Reaktor 66 kg U^{235}, der Reaktorkern ist 1,20 m hoch und hat 1,20 m Durchmesser. Das Wasser kommt beim Vorbeistreichen an den Brennstoffelementen zum Kochen und enthält dann etwa 20% Dampf. Bei der gegenwärtigen Konstruktion geht dieser Dampf mit 250° C und 40 atm direkt in die Turbine, wo er eine elektrische Leistung von 5 MW erzeugt. Es handelt sich hier um eine Versuchsanlage. Bei entsprechend größeren Anlagen in der Praxis wird man wohl immer noch einen Wärmeaustauscher vor die Turbine setzen, um zu verhindern, daß diese durch mitgerissene radioaktive Bestandteile verunreinigt werden kann. Bei der jetzigen Anlage ist im normalen Betrieb die Konzentration von radioaktiven Stoffen im Dampf nur 10^{-4} von der im Wasser.

Für Schiffsantriebe ist ein *natriumgekühlter, mit Graphit moderierter Reaktor* in Bau, der als Brennstoff leicht angereichertes Uran mit insgesamt 71 kg U^{235} enthalten soll. Der Kern hat etwa 2 m Durchmesser und 2 m Höhe. Das flüssige Natrium verläßt den Kern mit 515° C, erwärmt in einem ersten Wärmeaustauscher Natrium in einem zweiten Kreislauf auf 480° C, und dieses erzeugt im nächsten Wärmeaustausch überhitzten Dampf von 440° C und 43 atm Druck, der eine Turbine betreibt. Die Leistung soll 7,5 MW elektrisch betragen.

Der für die praktische Ausnutzung heute schon am besten entwickelte Typ eines Leistungsreaktors ist der *Calderhall-Reaktor*. Ursprünglich waren die benachbarten und jetzt nach einem Unfall stillgelegten Windscale-Reaktoren nur zur Plutoniumproduktion bestimmt. Inzwischen wurde bei dem Calderhall-Typ auch die anfallende Energie zur Stromerzeugung ausgenutzt. Der Reaktorkern hat fast 10 m Seitenlänge. Er besteht aus rund 1700 Stäben aus natürlichem Uran mit einer Gesamtmasse von etwa 40 t, die in ungefähr 1000 t Graphit eingebettet sind und mit CO_2 von 8 atm Druck gekühlt werden, das auf 336° C erwärmt wird. Dieses heiße Gas erzeugt in einem Wärmeaustauscher überhitzten Dampf von 14 atm Druck, durch den die Turbinen betrieben werden. Die Leistung eines einzelnen Calderhall-Reaktors ist etwa 45 MW elektrisch, davon werden 6 MW wieder verbraucht, um das CO_2 durch den Reaktor zu treiben.

Von den beschriebenen Reaktoren können die ersten drei noch als Versuchsanlagen angesprochen werden. Die Calderhall-Reaktoren sind in erster Linie eine Plutoniumfabrik, die als Nebenprodukt elektrische Leistung erzeugt. Ein ökonomisch arbeitendes Kernkraftwerk als Selbstzweck existiert noch nicht, jedoch sind die techni-

schen Voraussetzungen so weit vorgetrieben, daß man ein solches in naher Zukunft erwarten kann.

§ 37. *Strahlenschutz*

Alle in den vorhergehenden Paragraphen beschriebenen Geräte, nämlich Teilchenbeschleuniger und insbesondere Reaktoren, erzeugen intensive ionisierende Strahlungen, insbesondere Gammastrahlen und Neutronen, die beträchtliche Reichweiten haben. Gegen diese Strahlen müssen in erster Linie alle Personen geschützt werden, die an der Anlage beschäftigt sind oder sich sonst in ihrer Umgebung aufhalten. In vielen Fällen verlangt man außerdem noch, daß der Strahlungspegel da, wo empfindliche Meßgeräte aufgestellt werden, so niedrig ist, daß die Meßinstrumente nicht mehr durch ihn gestört werden. Das heißt, er muß erheblich niedriger sein als der durch kosmische Strahlung und natürliche Radioaktivität bedingte „Nulleffekt“. Die letztere Forderung ist etwa um einen Faktor 1000 weitergehend als die erste.

Wie wir in § 46 näher ausführen werden, wird die Gammastrahlung im wesentlichen durch drei Effekte geschwächt: Photoeffekt, das heißt Übertragung der vollen Quantenenergie auf ein Elektron unter Vernichtung des Photons; Compton-Effekt, das heißt Übertragung eines Teils der Quantenenergie auf ein Elektron, wobei das Photon zwar an Energie verliert, aber als solches erhalten bleibt, und Paarbildung, wo aus einem Photon hoher Energie ein Elektronenzwilling entsteht, also ein Elektron und ein Positron. Der erste Effekt ist vor allem bei Quantenenergien unter 100 keV wirksam, also im Bereich der in der Medizin üblicherweise verwendeten Röntgenstrahlen. Hier ist das Absorptionsvermögen der fünften Potenz der Kernladung Z des durchstrahlten Materials proportional. Elemente mit hoher Kernladung, insbesondere Blei, sind also in diesem Bereich besonders wirksam. Im Bereich des Compton-Effekts geht die Schwächung nur proportional Z. Da auch das Gewicht eines Atoms der Kernladung angenähert proportional ist, hängt die Schwächung also praktisch nur von der Massenbelegung pro Flächeneinheit des Absorptionsmaterials ab. Die günstigste Abschirmsubstanz ist die, welche den niedrigsten Preis pro Kilogramm hat. Hier sind vor allem Beton und Wasser ausgezeichnet. Der Compton-Effekt ist im Bereich um 1 MeV, also in dem Bereich, in dem die meisten Gammastrahlungen von radioaktiven Substanzen liegen, praktisch der einzig wirksame Effekt zur Schwächung einer Quantenstrahlung. Blei und andere Substanzen von besonders hohem Atomgewicht bieten hier nur noch einen Vorteil, wenn es aus irgendeinem Grund nötig ist, die Abschirmung auf einen sehr kleinen Raum zusammenzudrängen. Auch hier kommt es nicht auf das hohe Atomgewicht, sondern auf die große Dichte an. Eisen ist daher in diesem Bereich gar nicht so viel schlechter als Blei. Erst erheblich oberhalb von 1 MeV wird die Paarbildung der maßgebende Effekt. Hier geht die Schwächung des Gammastrahls angenähert mit Z^2. Da bieten die Elemente mit hohem Z wieder einen Vorteil, allerdings lange nicht mehr einen so großen wie bei den Röntgenstrahlen.

Neutronen werden gewöhnlich durch Kernreaktionen als verhältnismäßig schnelle Neutronen gebildet. Sie müssen zunächst abgebremst werden, da die Einfangquerschnitte für schnelle Neutronen allgemein verhältnismäßig klein sind. Dies geschieht am besten durch Stoffe mit möglichst kleinem Atomgewicht, mit Abstand am besten durch Wasserstoff. In den meisten Stoffen werden die langsamen Neutronen durch (n, γ)-Prozesse absorbiert, dabei entsteht Gammastrahlung. Nur in wenigen Substanzen, wie Bor, erhält man (n, α)-Prozesse, durch die keine weitere durchdringende Strahlung entsteht. Man fügt daher dem wasserstoffhaltigen Bremsmaterial für Neutronen häufig eine Borverbindung zu.

Man kann rechnen, daß 300 kg/m^2 eine Gammastrahlung mittlerer Härte etwa auf die Hälfte schwächen. Diese Massenbelegung entspricht 12,5 cm Beton. Um ein kleineres Zyklotron benötigt man eine Betonwand von etwa 1 m Dicke, um ein größeres 2 bis 3 m, um einen Reaktor sind 3 m Beton das Minimum. Besonders schwierig wird die Abschirmung für Ionen- und Elektronenstrahlen extrem hoher Energie in der Größenordnung GeV, da diese selbst schon in fester Materie sehr beträchtliche Reichweiten haben (s. S. 279) und außerdem durch Schauerbildung ganze Wolken von weiteren durchdringenden ionisierenden Teilchen erzeugen.

Bei starker Abschirmung ist darauf zu achten, daß schon durch kleine Öffnungen und Spalte in dieser eine Strahlung austreten kann, die viel stärker ist als die durch die Abschirmung selbst noch durchdringende. Auch auf die Streustrahlung ist zu achten. Es sind Zyklotrons gebaut worden, die von den Kontroll- und Beobachtungsräumen durch hohe Erdwälle abgeschirmt sind, trotzdem wird bei voller Leistung des Geräts durch Streuung von Neutronen- und Gammastrahlen in der Luft an den Bedienungs- und Beobachtungsstellen eine unzulässig hohe Dosis erzeugt.

Die maximale Strahlungsdosis, die ein Mensch pro Jahr nach den in den meisten Ländern heute gültigen gewerblichen Sicherheitsvorschriften empfangen darf, ist 5 r. Daraus leitet sich eine Toleranzdosis von 0,1 r pro Woche ab. Es ist zulässig, diese Dosis in einer Woche zu überschreiten, wenn die Dosis in der folgenden Zeit entsprechend kleiner ist, so daß die angegebene Jahresdosis nicht überschritten wird. Man nimmt an, daß eine Dosis von etwa 30 r vor und im zeugungsfähigen Alter die natürliche Mutationsrate etwa verdoppelt. Dieser Wert ist für den Menschen allerdings nur sehr ungenau bekannt. Die Schätzungen gehen erheblich auseinander. Eine jährliche Dosis von 5 r über einen längeren Zeitraum bedeutet also schon eine nicht unbeträchtliche Beeinflussung des Erbguts.

Einmalige Dosen von mehr als 25 r innerhalb eines kürzeren Zeitraums verursachen akute Gesundheitsschäden. Eine Dosis von 450 r ist für die Hälfte der Betroffenen tödlich.

In allen strahlengefährdeten Betrieben, also in Betrieben, wo mit Röntgenanlagen, Radioaktivität, Teilchenbeschleunigern oder Reaktoren gearbeitet wird, ist es unerläßlich, alle Personen, die in den Bereich der Strahlung kommen können, genau auf die empfangene Strahlungsdosis hin zu kontrollieren. Ein einfaches und nicht

besonders aufwendiges Mittel ist es, die betreffenden Leute mit kleinen Filmplaketten auszustatten, die in regelmäßigen Abständen entwickelt werden und deren Schwärzung ein brauchbares Maß für die empfangene Dosis ist. Ferner sollen direkt ablesbare Taschendosimeter getragen werden, wie sie in § 43 noch beschrieben werden. Wo stärkere Strahlung zu erwarten ist, muß auch die Dosisleistung, das heißt die Dosis pro Zeiteinheit, kontrolliert werden.

Während man früher in den meisten Laboratorien, in denen mit Röntgenstrahlen oder Radium gearbeitet wurde, recht leichtsinnig war, weil man die Gefahren nicht voll erkannt hatte, so daß viele schwerste Unfälle auftraten, setzt sich heute immer mehr ein vernünftiger Umgang mit den Strahlungen durch.

§ 38. *Das Fusionsproblem*

Die Energie der Fixsterne wird zum allergrößten Teil durch Fusionsprozesse geliefert. Durch Versuche mit Teilchenbeschleunigern sind uns eine Reihe von Fusionsprozessen bekannt, die bei entsprechend hohen Temperaturen Energie liefern können. Es liegt also nahe nach Verfahren zu suchen, welche es erlauben, solche Prozesse in einer irdischen Anlage für die praktische Energieerzeugung auszunutzen. Schon im § 33 wurde erwähnt, daß die bloße Anwendung von Teilchenbeschleunigern nicht zum Ziele führen kann. Hier wird der größte Teil der aufgewandten Energie zur Anregung und Ionisierung der zunächst neutralen Atome der beschossenen Substanz verwendet. Von allen Vorschlägen, die durch andere Kernreaktionen als der Spaltung erzeugbare Energie praktisch auszunutzen, haben nur diejenigen Aussicht auf Erfolg, die die Kernreaktionen durch hohe Temperaturen einleiten wollen.

Die einzige bisher funktionierende Anlage dieser Art, die sogenannte Wasserstoffbombe, ist für praktische Zwecke nicht brauchbar. Auch Pläne für abgeänderte Formen derselben, etwa dadurch, daß man einen riesigen Kolben als Antriebsaggregat verwendet, in dem bei jedem Arbeitstakt eine Wasserstoffbombe explodiert, verletzen zwar keine physikalischen Gesetze, sind aber ingenieurmäßig Utopien.

Man kann sich ausrechnen, wie hoch die Temperatur sein muß, damit Fusionsreaktoren mit so hoher Energieproduktion laufen, daß sie die unvermeidliche Energieabstrahlung gerade decken, so daß ein stationärer Zustand aufrechterhalten werden kann. Man kommt bei sonst möglichen Annahmen auf Temperaturen zwischen 200 und 400 Millionen Grad. Daß keine feste Wand einer solchen Temperatur standhält, ist selbstverständlich. Man muß die hohe Temperatur also auf einen Raum konzentrieren, der hinreichend weit von der Gefäßwand absteht. Vorgänge dieser Art sind aus der Physik der Gasentladungen geläufig. Hier können durch verschiedene Effekte innerhalb eines Gasraumes deutlich abgegrenzte Gebiete des Plasmas mit hoher Temperatur auftreten. Unter Plasma versteht man ein stark ionisiertes, aber insgesamt neutrales Gas.

Eine der Voraussetzungen für die Erforschung der physikalischen Grundlagen, die für die Konstruktion eines Fusionsreaktors nötig sind, ist die Untersuchung des

Verhaltens eines solchen Plasmas bei möglichst hoher Temperatur. Hierüber liegen eine Reihe von theoretischen Arbeiten vor. Diese wurden zunächst zum größten Teil von Astrophysikern geleistet, weil sich in den Sternatmosphären ganz ähnliche Vorgänge abspielen, deren Berechnung diesen geläufig war. Es beginnt sich hier ein eigenes Spezialgebiet zu entwickeln, das man als Magnetohydrodynamik bezeichnet. Eine der besten Einführung in die Grundlagen dieses Gebiets bieten die klassischen Vorlesungen von *Sommerfeld* über theoretische Physik, und zwar die Bände 2 (Mechanik der Kontinua) und 3 (Elektro-Dynamik).

Die bisherigen Experimente auf diesem Gebiet laufen alle darauf hinaus, in einer Gasentladung möglichst hohe Temperaturen zu erzeugen. Durch eine einfache Funkenentladung kommt man im allgemeinen nicht sehr weit, denn die Leitfähigkeit des entstehenden Plasmas ist etwa um einen Faktor 100 größer als die der metallischen Zuleitungen, so daß der größte Teil der in den Kondensatoren aufgespeicherten Energie in diese Zuleitungen fließt. Wesentlich weiter kommt man mit einer magnetischen Ringentladung, wie sie zum Beispiel in dem sogenannten Zetagerät in Harwell erzeugt wird. Hier wird in einem torischen Entladungsgefäß durch eine äußere Spule eine Gasentladung induziert. Bei genügend hoher Stromstärke ziehen sich solche Plasmaentladungen durch ihr eigenes Magnetfeld zusammen. Man nennt diesen Effekt den Pincheffekt. Bei diesem Kontrahieren des Plasmaschlauchs steigt die Temperatur sehr beträchtlich an. Im englischen Zetagerät wurden die bisher höchsten im Laboratorium erzeugten Temperaturen von rund 4 Millionen Grad erreicht. Die Temperaturmessung selbst ist allerdings in diesem Gebiet ein noch keineswegs befriedigend gelöstes Problem. Eine Temperatur von 4 Millionen Grad erscheint uns gefühlsmäßig schon extrem hoch. Wenn wir es aber in Elektronvolt umrechnen, ergibt sich eine mittlere Energie eines Teilchens von 350 eV, für Kernumwandlungen ein vernachlässigbar kleiner Wert.

Die Kernumwandlung, welche bei besonders niedriger Temperatur vor sich geht, ist die Reaktion H^3 (d, n) $He^4 + 17{,}7$ MeV. Der Verlauf für ihren Wirkungsquerschnitt war schon in Abb. 53 und 54 Seite 130 gezeichnet. Die „Zündtemperatur" oder, wie man hier in Analogie zum Spaltungsreaktor sagt, die kritische Temperatur für ein Gemisch von H^2 und H^3 liegt unabhängig von der Gasdichte für 50% H^3 etwa bei 100 Millionen Grad. Bei dieser Temperatur würde ein Volumenelement, das mit diesem Gasgemisch gefüllt ist, ebensoviel Energie abstrahlen, wie in ihm durch diese Kernreaktion erzeugt wird. Dabei ist für eine Überschlagsrechnung Temperaturgleichgewicht im Plasma angenommen. Tatsächlich wird sich ein solches Gleichgewicht nicht einstellen, denn die Energieerzeugung geht, wenn die thermonukleare Reaktion einmal läuft, ausschließlich von den Atomkernen aus. Die Abstrahlung dagegen erfolgt fast ausschließlich auf Kosten der Energie der Elektronen. Das Elektronengas im Plasma wird daher erheblich kälter als das Ionengas. Der Unterschied dürfte bei den für einen Fusionsreaktor notwendigen Bedingungen unter Umständen bis zu einem Faktor zwei ausmachen. Die Abstrahlung erfolgt im wesent-

lichen, wenn die Elektronen die Coulomb-Felder der Atomkerne durchlaufen. Die Intensität der Abstrahlung hängt daher stark von der Ladung der betreffenden Kerne ab, sie geht etwa proportional dem Quadrat der Kernladung. Schon kleine Verunreinigungen im Wasserstoff, etwa durch verdampftes Wandmaterial, oder auch schon durch das gebildete Helium, steigern daher die Abstrahlung ganz erheblich und bewirken, daß die Temperatur, die im Gleichgewicht durch Kernumwandlungen aufrechterhalten werden kann, beträchtlich höher liegt als die kritische. Man wird also ganz besonders auf hohe Reinheit des Gases im Entladungsraum achten müssen.

Für die erzeugte Strahlung stellt der Gasraum in allen praktisch möglichen Fällen eine optisch dünne Schicht dar, das heißt, daß die erzeugte Strahlung den Gasraum praktisch ohne Absorption passieren kann. Die Abstrahlung ist in diesem Fall proportional $T^{1/2}$ und nicht proportional T^4, was für eine optisch dicke Schicht der Fall wäre. Die Photonendichte im Reaktionsvolumen ist also wesentlich niedriger, als dem Gleichgewicht entspräche.

Das Auffangen der Strahlung an einer Wand und ihre schließliche Umwandlung der Wärme dürfte keine besonders großen Schwierigkeiten bereiten. Ein Teil der bei Fusionsreaktionen erzeugten Energie wird von Neutronen wegtransportiert. Es ist vorgeschlagen worden, diese Energie über (n, α)-Reaktionen, zum Beispiel Li^6 (n, α) H^3, nutzbar zu machen und gleichzeitig neues H^3 zu erzeugen.

Im allgemeinen wird nicht genug H^3 zur Verfügung stehen, um die Reaktion H^3 (d, n) He^4 längere Zeit aufrechterhalten zu können. Sie ist nur als Zündreaktion gedacht, die die Temperatur so hoch bringen soll, etwa auf 400 Millionen Grad, daß die Reaktion H^2 (d, p) H^3 + 4,03 MeV und H^2 (d, n) He^3 + 3,26 MeV, die beide etwa mit gleicher Wahrscheinlichkeit beim Stoß zweier Deuteronen auftreten, sich selbst unterhalten können. Das durch den ersten Prozeß entstehende H^3 wird natürlich schnell wieder weiter verbraucht, das Gleichgewicht liegt bei 0,3% H^3.

Zum Hochheizen des Plasmas wird bei allen heute benutzten Versuchsanlagen der vorhin erwähnte Pincheffekt ausgenützt. Hier entsteht eine beträchtliche Schwierigkeit dadurch, daß ein Pinchschlauch regelmäßig nicht stabil ist. Sobald er durch eine statistische Schwankung eine kleine Ausbeulung zeigt, weitet sich diese von selbst sehr schnell aus. Es besteht allerdings Hoffnung, daß man diesen Effekt durch Anlegen entsprechender magnetischer Kompensationsfelder, die durch eine elektronische Steuerung geregelt werden könnten, entsprechend dämpfen kann. Eine solche Dämpfung wäre von einem Energieentzug aus dem Plasma begleitet und könnte dazu benützt werden, wenigstens einen Teil der Plasmaenergie ohne den Umweg über die Erwärmung eines äußeren Kühlsystems als elektrische Energie abzuführen, was aus thermodynamischen Gründen sehr vorteilhaft wäre.

Neben der Kontraktion der Entladung durch das eigene Magnetfeld des Plasmastroms sind noch verschiedene andere Vorschläge gemacht worden, um das Plasma auf einen bestimmten Raumbereich zu begrenzen, so daß es die Wände nicht berührt. Solche Vorrichtungen benützen starke Magnetfelder zur Plasmabegrenzung. Man

bezeichnet sie daher als magnetische Flaschen. Alle magnetischen Flaschen weisen Undichten auf, durch die ein Teil der schnellen Gasionen entweichen kann. Jedoch lassen sich diese Undichten sehr klein halten, so daß sie nicht ernstlich stören würden. Für eine praktische Ausnützung wird es unvermeidlich sein, solche magnetischen Flaschen sehr groß zu machen. Erst dann besteht Aussicht, daß eine entsprechende Maschine rationell arbeitet, denn die Energie, die man zur Aufrechterhaltung der Magnetfelder in den Apparat stecken muß, ist proportional den Lineardimensionen des Gerätes; die Energie, die durch Fusion produziert wird, ist bei sonst gleichen Bedingungen proportional dem Volumen.

Obwohl physikalisch die Möglichkeit besteht, durch Fusion Kernenergie freizusetzen, sind wir doch heute von der Verwirklichung eines Fusionsreaktors noch weiter entfernt als von der Verwirklichung des Spaltungsreaktors zur Zeit der *Hahn*schen Entdeckung der Kernspaltung. Die Temperatur muß gegenüber der bisher erreichten noch etwa um einen Faktor 50 gesteigert werden, die Dauer des ausnutzbaren Impulses um mehr als einen Faktor 100. Nach der Entdeckung der Kernspaltung hat es trotz äußerster Anstrengung rund 15 Jahre gedauert, bis die erste elektrische, durch Kernprozesse erzeugte Energie auf die Ausgangsklemmen eines bescheidenen elektrischen Netzes geliefert wurde.

Wenn die Beschäftigung mit den physikalischen Grundlagen des Fusionsproblems auch dringend notwendig ist, und zwar im Augenblick mehr die mit den magnetohydrodynamischen Grundlagen als mit den kernphysikalischen, so dürfte doch keine Hoffnung bestehen, schon in den nächsten zehn Jahren zu einer technisch und wirtschaftlich möglichen Lösung zu kommen.

Eine Reihe von Vorversuchen sind in den letzten Jahren an verschiedenen Stellen gemacht und zum Teil mit einem sonst in der Wissenschaft nicht üblichen Propagandaaufwand veröffentlicht worden. Alle haben sich mit Untersuchungen des erwähnten Pincheffekts befaßt und die durch ihn bedingten Plasmaschwingungen beobachtet. Beim größeren Teil dieser Untersuchungen wurde auch die Emission von Neutronen festgestellt, die sicher durch die Reaktion $H^2 + H^2 \rightarrow n + He^3$ erzeugt worden waren. In keinem Fall ist jedoch sicher bewiesen worden, daß das Auftreten dieser Neutronen durch einen rein thermischen Effekt bewirkt war. Es ist sehr wahrscheinlich, daß bei den zum Teil turbulenten Vorgängen im Plasma für kurze Zeit starke elektrische Feldstärken auftreten, die zu einer gerichteten Beschleunigung von Ionen führen. Wie wir schon auf Seite 129 gesehen haben, genügen hier schon mäßige Potentialdifferenzen, um die auch bei der thermischen Fusion gewünschten Reaktionen auszulösen. Erst eine weitere Verfeinerung der Untersuchungsmethoden muß zeigen, ob wenigstens ein Teil der beobachteten Neutronen tatsächlich durch einen thermischen Effekt erzeugt war. Aber selbst wenn die thermische Erzeugung einmal einwandfrei feststeht, fehlen noch die großen oben erwähnten Faktoren bei Temperatur und Impulsdauer, um in nutzbarer Weise aus der Fusion Energie zu gewinnen.

VIII. METHODEN ZUM NACHWEIS IONISIERENDER STRAHLUNGEN

§ 39. *Nebelkammer und Blasenkammer*

Alle Kernstrahlungen werden dadurch nachgewiesen, daß sie die von ihnen durchdrungene Materie ionisieren. Soweit die Strahlung aus elektrisch geladenen Teilchen besteht, üben diese direkt die ionisierende Wirkung aus. Bei Gammastrahlung und Neutronenstrahlung, ebenso bei neutralen Mesonen, kann nur eine indirekte Wirkung beobachtet werden, die dadurch auftritt, daß diese neutralen Strahlungsträger Prozesse hervorrufen, durch die geladene Teilchen in Bewegung versetzt werden. Bei Neutronen geschieht dies vor allem durch elastische Stöße mit Atomkernen oder durch Kernreaktionen, bei Gammaquanten insbesondere durch Photoeffekt, Compton-Effekt oder Paarbildung. Neutrale Teilchen, die keine derartigen Effekte hervorrufen, wie die Neutrinos, können auch nicht ohne weiteres nachgewiesen werden.

Ein besonders anschauliches Gerät zum Nachweis einzelner ionisierender Teilchen ist die von *Wilson* entwickelte Nebelkammer. Die Wirkungsweise einer Nebelkammer ist folgende: In einem flachen zylindrischen Gefäß, wie es Abb. 98 im Schnitt darstellt, befindet sich eine mit Wasserdampf oder Alkoholdampf gesättigte Atmosphäre. Bewegt man einen Kolben, der den Boden des Gefäßes bildet, rasch nach unten, so entsteht durch die dabei stattfindende adiabatische Ausdehnung des Gasvolumens eine Abkühlung und die Temperatur sinkt unter den Taupunkt. Wären nun genügend Kondensationskerne, zum Beispiel Staubkörnchen oder Ionen, vorhanden, so würde sich in der Kammer Nebel bilden. Sorgt man aber

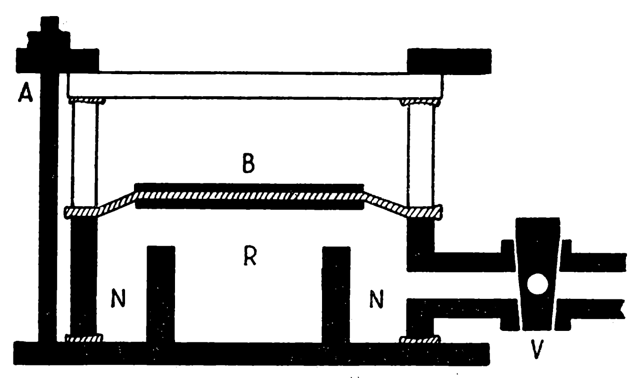


Abb. 98. Schnitt durch eine einfache Nebelkammer. Schwarze Teile Messing, weiße Glas, schraffierte Gummi. Der Boden des Beobachtungsraums B ist durch eine Gummimembran beweglich. Der darunter befindliche Raum R kann durch das Ventil V mit einem evakuierten Raum verbunden werden. Dabei sinkt der bewegliche Boden bis zum Anschlag auf den Nocken N. Die Kammer wird durch einige Bolzen A zusammengehalten.

dafür, daß die Atmosphäre in der Kammer völlig staubfrei ist, was durch mehrere Vorexpansionen erreicht wird, und zieht man die sich immer wieder bildenden Ionen durch ein angelegtes elektrisches Feld heraus, so kann sich der Dampf nur noch an denjenigen Ionen niederschlagen, die sich unmittelbar vor der Expansion gebildet haben, oder an denen, die sich unmittelbar nach der Expansion bilden, während der übersättigte Zustand noch anhält. Sind in dieser Zeit ionisierende Teilchen in die Kammer eingedrungen, so bleibt ihre Bahn einen Augenblick lang als deutlich sichtbare Nebelspur bestehen. Man kann diese Spuren ohne Schwierigkeiten photographieren und dann an ihnen alles Wissenswerte ausmessen. Die Aufnahmebereitschaft einer Nebelkammer beträgt im allgemeinen bei einer Expansion nicht mehr als eine Zehntelsekunde. Wenn es nicht auf extreme Schärfe der Spuren ankommt, so ist es möglich, die Aufnahmebereitschaft der Kammer bis auf drei Sekunden zu steigern, wie *Maier-Leibnitz* gezeigt hat. Man muß zu diesem Zweck nach der Expansion den Kolben noch langsam weiterziehen, so daß die durch Kontakt mit der Umgebung hervorgerufene Erwärmung durch die infolge der weiteren Ausdehnung erfolgende Abkühlung gerade kompensiert wird. Auf diese Weise kann der übersättigte Zustand einige Sekunden lang erhalten bleiben.

Nebelkammern mit kontinuierlicher Aufnahmebereitschaft lassen sich auf folgende Weise herstellen. Man führt einem Gasraum, der zum Beispiel mit Luft gefüllt ist, in einem zylindrischen Gefäß von oben dauernd irgendeinen Dampf, zum Beispiel Alkoholdampf, zu; gleichzeitig wird der Boden des Gefäßes gekühlt, zum Beispiel mit festem CO_2. Dann bildet sich in der Mitte der Kammer eine Zone übersättigten Dampfes, in dem ionisierende Teilchen sichtbare Spuren erzeugen. Solche Nebelkammern bewähren sich hervorragend für Demonstrationen, für quantitative Untersuchungen an den Spuren reicht jedoch deren Schärfe in vielen Fällen nicht aus.

Um den genauen räumlichen Verlauf einer Teilchenspur in der Nebelkammer zu erhalten, muß man zur Aufnahme eine Stereokamera verwenden. Manchmal bringt man statt dessen neben der Kammer einen oder zwei Spiegel an, so daß man auf der Aufnahme neben dem direkten Bild noch das Spiegelbild sehen kann. Eine derartige Aufnahme läßt sich ebenso wie eine Stereoaufnahme auswerten.

Für Reihenuntersuchungen sind Nebelkammern gebaut worden, welche automatisch in gewissen Zeitabständen, etwa dreimal in der Minute, durch ein Uhrwerk gesteuert, eine Expansion machen, die ebenfalls automatisch auf einen Filmstreifen aufgenommen wird.

Um den Impuls der Teilchen zu messen, welche die Spuren erzeugen, wird die Nebelkammer häufig in ein Magnetfeld gesetzt. Die Auswertung dieser Bahnspuren ist an sich mühsam und zeitraubend. In Laboratorien, wo sehr viele solcher Auswertungen vorgenommen werden, zum Beispiel in Berkeley, hat man umfangreiche elektronische Rechenmaschinen entwickelt, die die Auswertung der Spuren automatisch vornehmen können.

Eine Abart der Nebelkammer ist die Blasenkammer. Während die Nebelkammer mit einem unterkühlten, also übersättigten Dampf und damit einer gasförmigen Kammerfüllung arbeitet, benutzt die Blasenkammer eine überhitzte Flüssigkeit, in der längs der Ionenspur Gasbläschen auftreten. Damit eine Blasenkammer funktioniert, muß der Druck in ihr verhältnismäßig hoch sein. Im anderen Fall würden die Blasen zu groß und es würde zu viel Energie für die Bildung ihrer Oberfläche verbraucht, was die Funktionsweise der Kammer stören würde. Naturgemäß wird diese Art von Kammer zur Beobachtung von Teilchen mit besonders großer Reichweite, also sehr hoher Energie, verwendet. Vor allem bei der Beobachtung von Mesonen hat sie sich sehr gut bewährt. Als Kammerflüssigkeit verwendet man vielfach Propan, das ein Arbeiten bei oder in der Nähe der Zimmertemperatur erlaubt. Für spezielle Zwecke sind aber auch Kammern mit flüssigem Wasserstoff gebaut worden. Eine derartige Kammer mit einer nutzbaren Länge von zwei Metern geht eben in Berkeley ihrer Vollendung entgegen. Die Kammer kostet mit allen notwendigen Nebenanlagen rund zwei Millionen Dollar.

Der große Vorteil der Beobachtungsmethoden mit Nebelkammer oder Blasenkammer ist, daß sie den ganzen Weg eines beobachteten schnellen Teilchens aufzuzeichnen und so einen Elementarprozeß in allen seinen Feinheiten zu verfolgen gestatten. Allerdings ist der bei einer Aufnahme zur Beobachtung gelangende Zeitraum immer nur sehr kurz, im allgemeinen nur ein kleiner Bruchteil einer Sekunde. Man muß daher außerordentlich viele Aufnahmen machen, wenn man über eine längere Zeit beobachten will, oder wenn man gezwungen ist, umfangreiche Statistiken aufzunehmen.

§ 40. *Kernplatten*

Es ist möglich, die Bahn eines ionisierenden Teilchens direkt als Schwärzungsspur in photographischen Spezialplatten zu beobachten. Diese Platten enthalten sehr wenig Gelatine und haben verhältnismäßig grobes Korn. Man verwendet im allgemeinen sehr dicke Emulsionsschichten, gelegentlich sogar aufeinandergestapelte Pakete von Emulsionen, die erst zur Entwicklung nach einem besonderen Verfahren, das Verzerrungen ausschließt, auf eine Glasplatte gebracht werden. Insbesondere die Firmen Ilford und Kodak haben Spezialplatten für kernphysikalische Zwecke entwickelt. Es gibt verschiedene Sorten derartiger Emulsionen. Einige, zum Beispiel Ilford C 2, sind besonders zur Beobachtung von Alphateilchen und nicht allzu energiereichen Wasserstoffkernen geeignet. Sie sprechen auf Teilchen im Minimum der Ionisation nicht mehr an, registrieren also keine Elektronen und nur mäßig energiereiche Mesonen. Für diese letzteren Teilchen ist zum Beispiel die Ilford-G 5-Platte geeignet, die Teilchen aller Energien aufzeichnet, aber dadurch für andere Untersuchungen wegen des zu großen Untergrundes wieder weniger zweckmäßig ist.

Einem Zentimeter Bahnlänge des Teilchens in Luft ist eine Weglänge von 6 bis 7 μ in der photographischen Schicht äquivalent. Für ein entwicklungsfähiges Korn ist

je nach Plattenart ein Energieaufwand in der Größenordnung 10 keV erforderlich. Falls die Spur nicht zufällig parallel der Plattenebene verläuft, kann man mit einer bestimmten Einstellung des Mikroskops von einer längeren Schwärzungsbahn nur einen gewissen Teil auf einmal scharf sehen. Richtig angewendet erlaubt die Methode nicht nur eine exakte Zählung der einzelnen Teilchen, sondern darüber hinaus auch eine verhältnismäßig genaue Bestimmung ihrer Bahnlängen und damit ihrer Energien. Ein Nachteil der Methode ist, daß die Spuren nicht lang genug sind, um quantitativ ausmeßbare Krümmungen in Magnetfeldern zu erzielen, was für die Bestimmung des Impulses der Teilchen notwendig wäre. Die Durchmusterung der Platten unter dem Mikroskop ist immer sehr zeitraubend.

Noch in etwas anderer Weise wird die photographische Methode oft angewendet, nämlich um ein Maß für die Gesamtmenge der eingefallenen ionisierenden Teilchen zu gewinnen. Hier werden dann nicht mehr einzelne Spuren beobachtet, sondern die auf der Platte erzeugte Schwärzung ist proportional der in ihr absorbierten Dosis. Die Methode wendet man unter anderem an, um die Verteilung radioaktiver Substanzen in bestimmten Körpern zu untersuchen. Für die Belichtungszeit kann man ungefähr rechnen, daß bei einer Dichte der Aktivität von 1 $\mu c/cm^2$ eine Belichtungszeit von etwa einer Stunde erforderlich ist. Autoradiographien mit Betastrahlern werden im allgemeinen nicht ganz so schön wie die mit Alphastrahlern erzeugten Bilder (Abb. 150, Tafel X), weil die Betateilchen in der photographischen Schicht schon eine merkliche Reichweite haben, so daß die Konturen etwas verschwommen werden. Hat man verhältnismäßig langlebige radioaktive Körper, so kann man durch sehr lange Belichtung noch verhältnismäßig schwache Aktivitäten nachweisen. Bei Radiophosphor mit 14 Tagen Halbwertszeit kann man zum Beispiel über eine Fläche von 1 cm^2 verteilt noch 3×10^{-9} Curie messen, wenn man 2 Wochen lang exponiert. Diese Aktivität liegt schon ungefähr an der unteren Meßbarkeitsgrenze für eine Ionisationskammer. In einem Zählrohr (§ 44) würde das gleiche Präparat eine Anfangsaktivität von einigen 1000 Stößen pro Minute ergeben. Für Betastrahlung ist die Messung mit dem Zählrohr also in jedem Falle sehr viel empfindlicher als die photographische Methode. Selbst wenn die Aktivität nur über eine Fläche von 1 mm^2 verteilt ist, ist das Zählrohr der photographischen Methode noch deutlich überlegen. Allerdings muß man mit diesem Punkt für Punkt sein Präparat abtasten, während die photographische Methode mit einer Exposition die gesamte Verteilung liefert.

Da Gammastrahlen Sekundärelektronen erzeugen, lassen sie sich auch mit photographischen Schichten nachweisen. Dieses Verfahren wird heute vor allem für die Dosimetrie viel angewendet. In den meisten strahlungsgefährdeten Betrieben tragen alle Beschäftigten kleine Filmplaketten, die in bestimmten Zeitabständen entwickelt werden und deren Schwärzung ein Maß für die von dem Träger empfangene Strahlungsdosis abgibt. Obwohl die Methode nicht sehr genau ist, wohl kaum besser als $\pm 30\%$, hat sie sich wegen ihrer Einfachheit und Billigkeit allgemein durchgesetzt.

Verhältnismäßig langsame korpuskulare Teilchen, zum Beispiel Ionen mit einer Geschwindigkeit von einigen 1000 kV, erzeugen auf der photographischen Platte eine Schwärzung, wenn eine große Anzahl von ihnen auf die gleiche Stelle der Platte fällt. Beim Nachweis der Ionenstrahlen im Massenspektrographen wird davon Gebrauch gemacht.

§ 41. *Szintillationen*

Energiereiche ionisierende Teilchen rufen beim Auftreffen auf bestimmte Substanzen Leuchterscheinungen hervor. Solche Substanzen nennt man Phosphore, das heißt Lichtträger. Sie bestehen nicht aus dem Element Phosphor oder einer Verbindung desselben, sondern entweder aus einem elektrisch nichtleitenden Kristall, dem eine geringe Menge fremder Metallionen zugesetzt ist, oder aus bestimmten organischen Substanzen wie Anthrazen. Die Technik hat heute für spezielle Zwecke eine große Reihe solcher Phosphore entwickelt. Bei geeigneten Phosphoren ist die Lichtausbeute so groß, daß schon das Auftreffen eines einzelnen Alphateilchens oder eines schnellen Wasserstoffkerns mit gut dunkeladaptiertem Auge als Lichtblitz beobachtet werden kann. Es ist möglich, auf diese Weise die Wirkung eines einzelnen Atoms direkt zu sehen. Man kann zum Beispiel mit einer Lupe die Wirkung einzelner Alphateilchen auf dem Leuchtzeiger einer Uhr beobachten. Die Szintillationszählung war vor der Entwicklung der elektrischen Zählapparaturen eine der wichtigsten Untersuchungsmethoden der Kernphysik. So wurden die Versuche von *Geiger* und *Marsden*, die die Grundlage für die Entdeckung des Kerns bildeten, mit Hilfe von Szintillationszählungen ausgeführt. Auch bei den ersten Versuchen über Kernumwandlungen wurde ausschließlich diese Methode benutzt. Heute hat sie nur noch historische Bedeutung.

Es sind nämlich objektive Methoden entwickelt worden, um Szintillationen zu beobachten, und zwar wird zur Feststellung des Lichtblitzes eine photoelektrisch aktive Schicht verwendet, die mit einem Elektronenvervielfacher verbunden ist. Ein Elektronenvervielfacher ist ein Gerät, das aus einer Reihe von hintereinandergeschalteten Elektroden besteht, zwischen denen jeweils eine Potentialdifferenz von der Größenordnung 100 Volt liegt. Wird durch ein Lichtquant aus der ersten als Photokathode wirkenden Elektrode ein Elektron ausgelöst, so wird dieses durch die angelegte Spannung gegen die zweite Elektrode beschleunigt und löst dort einige sekundäre Elektronen aus. Jedes Sekundärelektron wird nun weiter gegen die dritte Elektrode beschleunigt und gibt dort wieder Anlaß zu einer Reihe weiterer Sekundärelektronen. Auf diese Art wird die Elektronenzahl durch jede Stufe um einen Faktor, der gewöhnlich zwischen 3 und 10 liegt, vermehrt und ist schließlich so groß, daß sie ausreicht, um über einen geeigneten Verstärker ein Registriergerät in Gang zu setzen. Zur Auslösung des ersten Elektrons verwendet man zweckmäßig nicht „grüne“ Lichtquanten wie für die sichtbaren Szintillationen, sondern möglichst kurzwelliges Licht.

In der folgenden Tabelle sind einige praktisch wichtige Phosphore aufgeführt. Der Phosphor soll natürlich eine möglichst hohe Lichtausbeute pro absorbierte Energiemenge geben. Dies genügt aber nicht. Für sehr viele Untersuchungen kommt es daneben auf extrem schnelle Ansprechgeschwindigkeit an. Gerade in dieser Beziehung sind viele Phosphore, insbesondere die organischen, den nachher zu besprechenden elektrischen Zählgeräten weit überlegen. Ferner können je nach den Erfordernissen der speziellen Untersuchung extrem kleine oder extrem große empfindliche Volumina zur Anwendung kommen. Extrem kleine Volumina wird man zum Beispiel verwenden, wenn man Alphateilchen mäßiger Reichweite in Gegenwart von Gamma- oder Betastrahlung zählen will. Die von der letzteren Strahlung in das kleine empfindliche Volumen abgegebene Energie ist immer so klein, daß selbst viele gleichzeitige derartige Lichtblitze noch kein Alphateilchen vortäuschen können. Auf der anderen Seite kann man das Volumen so groß machen, daß auch praktisch alle Gammaquanten beim Durchfliegen einen ionisierenden Prozeß auslösen, also quantitativ gezählt werden, während Zählrohre, die nachher beschrieben werden, immer nur einen recht kleinen Prozentsatz davon registrieren. Bei der Beobachtung von Gammaquanten ist eine möglichst hohe Dichte des Phosphors von Vorteil. Hier hat sich zum Beispiel $CaWO_4$ bewährt.

Das Verhältnis der Lichtausbeuten für stark ionisierende Teilchen (α, Protonen) zu schwach ionisierenden (Elektronen) ist für verschiedene Phosphore sehr verschieden. In der Tabelle ist es in der Spalte α/β angegeben.

Immer ist es erforderlich, daß möglichst viel von dem längs der Teilchenspur erzeugten Licht wirklich auf die Photokathode des Sekundärelektronenvervielfachers

Szintillatoren

Art	Substanz	Dichte g/cm³	Relative Empfindlichkeit (Anthrazen = 100)	α/β	Wellenlänge im Emissionsmaximum	Mittlere Abklingzeit in μsec
Anorganisch	ZnS (Ag)	4,1	100	2,0	4500	10
	$CaWO_4$	6,1	36	0,2	4300	6
	NaJ (Tl)	3,67	210	1,0	4100	0,25
	LiJ (Eu)	4,6	75	0,95	4400	2,0
Organisch	Anthrazen ($C_{14}H_{10}$)	1,25	**100**	0,1	4400	0,032
	p-Terphenyl ($C_{18}H_{14}$)	1,23	40	0,1	4000	0,005
Flüssig	Toluol ($C_6H_5 \cdot CH_3$) mit 5 g/l p-Terphenyl	0,87	35	0,09	3550	0,002
Plastisch	Polystyrol ($C_6H_5CHCH_2$) mit 36 g/l p-Terphenyl	0,91	28	0,10	3500	0,003

gelangt. Dies erreicht man teils durch Verspiegelung einiger Flächen des Phosphors, teils durch Verwendung sogenannter Lichtleiter. Als Lichtleiter dienen organische Substanzen, wie Plexiglas (Lucite), die Licht möglichst wenig absorbieren. Glas ist wegen seiner zu hohen Absorption ungeeignet. Der Lichtleiter wird auf der einen Seite mit einem Medium von möglichst ähnlichem Brechungsindex an den Kristall, auf der anderen Seite in gleicher Weise an die Stirnfläche des Sekundärelektronenvervielfachers angekittet. Seine Form wird so gewählt, daß auf die Wände treffendes Licht möglichst total reflektiert wird. Mit Lichtleitern kann man das Licht über Strecken von mehreren Dezimetern ohne allzu große Verluste leiten, wenn ein Experiment es erfordert, zum Beispiel weil man den Szintillationskristall als eigentliches Strahlungsnachweisgerät an eine bestimmte Stelle in ein Magnetfeld bringen muß, den Sekundärelektronenvervielfacher aber nur außerhalb dieses Feldes betreiben kann.

§ 42. *Čerenkov-Zähler*

Ist die Geschwindigkeit der zu untersuchenden Teilchen größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichts in dem von ihnen durchdrungenen Medium, also größer als c/n, wenn c die Lichtgeschwindigkeit und n der Brechungsindex dieses Mediums ist, so entsteht die sogenannte *Čerenkov*-Strahlung. Hier bildet sich ganz analog zur Frontwelle hinter einem mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Körper eine in ganz bestimmter Richtung laufende elektromagnetische Frontwelle aus, die zum großen Teil aus sichtbaren Lichtquanten besteht. In einem Medium vom Brechungsindex 1,5 tritt die *Čerenkov*-Strahlung für Elektronen bereits bei einer Energie von 0,175 MeV auf, bei anderen Teilchen liegt diese Grenzenergie um einen dem Massenverhältnis gleichen Faktor höher, bei Protonen 1836mal so hoch, also bei 320 MeV. Da die *Čerenkov*-Strahlung in einer nur durch die Geschwindigkeit des sie auslösenden Teilchens bestimmten Richtung ausgesandt wird, ist ihre Beobachtung ein wichtiges Hilfsmittel zur Bestimmung dieser Geschwindigkeit und damit, wenn die Ruhmasse des Teilchens bekannt ist, der Energie dieses Teilchens. Für den Winkel α, den die Richtung des *Čerenkov*-Lichts mit der des nachzuweisenden Teilchens bildet, gilt $\cos \alpha = 1/\beta n$, wobei $\beta = v/c$ das Verhältnis von Teilchengeschwindigkeit v zur Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum ist. Der Nachweis dieser Strahlung geschieht ebenfalls durch Sekundärelektronenvervielfacher. Ein Vorteil der *Čerenkov*-Strahlung für die Beobachtung sehr schnell ablaufender Vorgänge ist, daß sie im Gegensatz zum Aufleuchten bestimmter Phosphore ohne jede Verzögerung emittiert wird. Bei starken Teilchenströmen ist die *Čerenkov*-Strahlung auch direkt mit dem Auge sichtbar. Die Beobachtung ihrer Richtung ist, wie gesagt, ein sehr einfaches Mittel, um zum Beispiel die Energie der aus einem Betatron austretenden Elektronen zu bestimmen. Das blaue Leuchten, welches um den Kern eines Schwimmbeckenreaktors zu beobachten ist, ist zum mindesten teilweise auf *Čerenkov*-Strahlung zurückzuführen, die durch

die schnellen Elektronen ausgelöst wird, welche als Sekundärstrahlung der Gammastrahlen entsteht. Jedoch ist hier sicher auch ein Rekombinationsleuchten mitbeteiligt; denn auch um den eben erloschenen Feuerball einer Atombombe kann man so ein blaues Leuchten beobachten, das sicher keine *Čerenkov*-Strahlung, sondern nur Rekombinationsleuchten ist, da der Brechungsindex der Luft praktisch gleich eins ist.

§ 43. *Ionisationskammer*

Ein Nachweisgerät, in dem die von einem schnellfliegenden Teilchen erzeugte Ionisation direkt gemessen wird, ist die Ionisationskammer. Ihre Arbeitsweise ist folgende. Die innerhalb des Kammervolumens erzeugten Ionen des einen Ladungsvorzeichens, meist die negativen, werden auf eine geeignete Elektrode gesammelt. Der so entstehende Strom oder die durch die Ladung erzeugte Spannungsänderung wird mit einem geeigneten Gerät nachgewiesen.

Es gibt Ionisationskammern, die gebaut sind, um den durch das Zusammenwirken vieler Teilchen, insbesondere Elektronen, entstehenden Ionisationsstrom zu beobachten. Derartige Ionisationskammern wurden schon bei den ersten Messungen über Radioaktivität verwendet. Sie spielen auch heute noch bei der Untersuchung stärkerer radioaktiver Präparate eine wesentliche Rolle. Ferner haben sie als Dosimeter erhebliche Bedeutung. Man baut sie je nach den speziellen Bedürfnissen in verschiedensten Ausführungen. Im Prinzip bestehen sie aus einem einfachen Metallkasten, in den eine Elektrode hoch isoliert eingeführt ist, die durch eine kurze, gut abgeschirmte und isolierte Leitung mit einem Elektrometersystem verbunden ist. Am handlichsten ist ein *Lindemann*-Elektrometer, jedoch kann man auch jedes andere empfindliche Elektrometer verwenden, zum Beispiel ein Einfadenelektrometer. Die Spannung zwischen Elektrometer und Gehäuse soll möglichst hoch sein, um einigermaßen in den Bereich der Sättigung zu kommen. Dies ist vor allem bei der Messung starker Präparate wesentlich. Für sehr genaue Messungen soll die Kammer

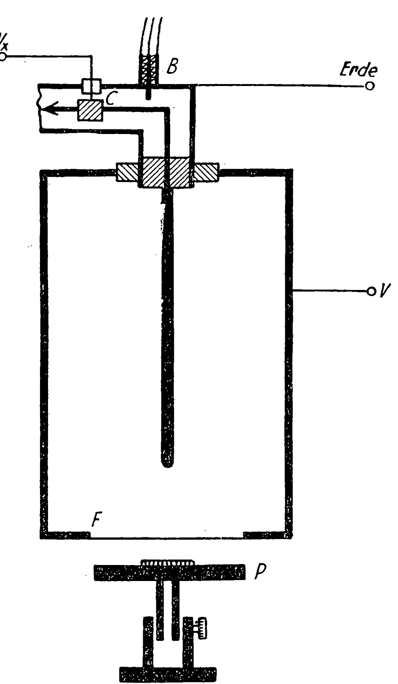


Abb. 99. Schema einer Ionisationskammer zur Messung von Betastrahlung. V = Kammerspannung (einige hundert Volt). V_K = Kompensationsspannung (einige Volt). C = Influenzierungskondensator. B = Erdungsbügel. F = Verschlußfolie. P = Präparathalter.

möglichst kugelförmig sein; denn wenn sie Ecken hat, so ist in diesen Ecken die Feldstärke immer besonders klein, und die Sättigung wird nie vollständig erreicht.

Mit einer gut gebauten Ionisationskammer und einem *Lindemann*-Elektrometer kann man Betaaktivitäten von 10^{-9} Curie noch ohne besondere Schwierigkeiten messen. Zur Messung von Betastrahlung wird die Ionisationskammer zweckmäßig unten mit einer sehr dünnen Aluminiumfolie (etwa 5 μ Dicke) verschlossen, unter die man das zu messende Präparat legen kann. Eine einfache Anordnung ist in Abb. 99 dargestellt. Abb. 100 zeigt die dazu erforderlichen elektrischen Schaltelemente. Am besten arbeitet man bei der Messung mit einer Kompensationsschaltung, das heißt, man beobachtet nicht den Gang des Elektrometerfadens während einer bestimmten Zeit, sondern man influenziert durch einen geeigneten, sehr gut isolierenden Kondensator eine bestimmte Ladungsmenge auf das Elektrometersystem und mißt die Zeit, bis diese durch die aus der Ionisationskammer aufgenommene entgegengesetzte Ladung wieder kompensiert wird. Dies hat den Vorteil, daß die Empfindlichkeit des Elektrometers, die im allgemeinen nicht sehr konstant ist, nicht in die Messung eingeht. Ein weiterer Vorteil der Kompensationsmethode ist der, daß man bei allmählicher Aufladung des Kondensators erreichen kann, daß das Potential der Sammelelektrode und damit des Elektrometersystems während der ganzen Meßzeit das gleiche bleibt. Mit einem Influenzierungskondensator von 1 pF Kapazität kann man Aktivitäten zwischen 0,001 und 0,5 μc messen, bei höherer Kapazität entsprechend größere Aktivitäten, also zum Beispiel bei 1000 pF bis 500 μc. Wesentlich größere Influenzierungskondensatoren als 1000 pF zu nehmen ist im allgemeinen nicht empfehlenswert, denn für Präparate von der Größenordnung 1 mc werden die Messungen in der Ionisationskammer infolge unvollständiger Sättigung nicht mehr hinreichend genau. Ionisationskammern erlauben gute Relativmessungen, aber es bedarf fast immer einer verhältnismäßig komplizierten Eichung, um für einen bestimmten Betastrahler eine absolute Messung seiner Aktivität vorzunehmen.

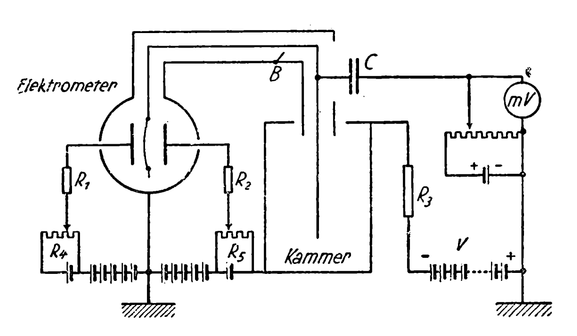


Abb. 100. Schaltschema einer Ionisationskammer zur Messung von Betastrahlung.
$R_1 = R_2 \sim 1\ M\Omega$; $R_3 \sim 100000\ \Omega$; $R_4 = R_5 = 100000\ \Omega$; $R_6 \sim 1000\ \Omega$; C = 1 — 1000 pF; B = Erdungsbügel; V = einige hundert Volt.

Noch stärkere Präparate als 1 mc direkt durch ihre Betastrahlung zu messen, ist nicht mehr ganz einfach, hier treten immer Schwierigkeiten durch die zu starke Rekombination der erzeugten Ionen auf. Bei sehr starken Präparaten ist es oft

empfehlenswert, sie vor der Messung zu teilen oder teilweise abzudecken, so daß nur ein bestimmter Prozentsatz der Gesamtaktivität auf einmal zur Messung gelangt.

Wenn die Präparate gleichzeitig Gammastrahlung aussenden, wird man starke Präparate regelmäßig mit Hilfe ihrer Gammastrahlung ausmessen. Dabei kann man durch entsprechende Entfernung immer erreichen, daß der Strom in der Ionisationskammer nicht zu groß wird. Häufig werden Ionisationskammern als Dosimeter verwendet (s. auch § 37). Um eine Dosis einigermaßen unabhängig von der Wellenlänge der einfallenden Gammastrahlung messen zu können, müssen alle Teile der Kammer aus Leichtmetall oder noch besser aus Graphit mit einem kleinen bestimmten Zusatz von Silizium sein. Ein Gerät, wie es zur Überwachung von Strahlung in Laboratorien vielfach verwendet wird, zeigt Abb. 151 (Tafel XI). In diesem Gerät fließt der Ionisationsstrom durch einen sehr hohen Widerstand ab. Die dabei an ihm entstehende Spannung wird über eine Elektrometerröhre gemessen. Dieses Gerät mißt also die Dosis pro Zeiteinheit, das heißt, die Dosisleistung. Die Skala ist gewöhnlich in Milliröntgen pro Stunde geeicht.

Ein anderes zur Dosismessung oft gebrauchtes Gerät zeigt Abb. 152 (Tafel XI). Das Gerät hat etwa die Größe eines Füllfederhalters und kann bequem in der Tasche getragen werden. Hier wird ein sehr gut isoliertes Elektrometersystem vor Beginn der Messung elektrisch aufgeladen. Die Ladung läßt sich an einem sehr kleinen, eingebauten Quarzfadenelektrometer beobachten. Solche Geräte erlauben es, die innerhalb verhältnismäßig langer Zeit, Tage bis Wochen, empfangene Gesamtdosis zu messen. Bei den empfindlichsten im Handel befindlichen ist der Bereich der ganzen Skala etwa 0,2 r. Durch Anbau kleiner Kondensatoren lassen sich beliebig unempfindlichere Geräte herstellen, allerdings wird an die Kondensatoren ebenso wie an das ganze System die Forderung gestellt, daß die Entladung über den Isolationswiderstand mindestens mehrere Monate dauert.

Der durch ein stark ionisierendes Einzelteilchen, wie ein Proton, ein Alphateilchen oder einen Rückstoßkern, hervorgerufene Ionenstrom genügt bereits, um auf dem Eingangsgitter eines geeigneten Röhrenverstärkers einen Spannungsimpuls hervorzurufen, der durch den Verstärkermechanismus auf ein Registriergerät übertragen werden kann. In diesem Fall ist es möglich, die schnellen Teilchen einzeln mit Hilfe einer Ionisationskammer nachzuweisen. Die erste Anwendung einer Ionisationskammer zum Nachweis von Einzelteilchen stammt von *Greinacher*. Je nach ihrem speziellen Verwendungszweck werden diese Ionisationskammern in recht verschiedenen Formen gebaut. Die Abb. 101 und 102 zeigen zwei gebräuchliche Aus-

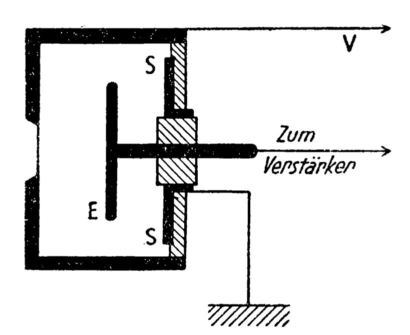


Abb. 101. Einfache Ionisationskammer. V = Kammerspannung, E = Sammelelektrode, S = geerdeter Schutzring. Die schraffiert gezeichneten Teile sind Isolatoren.

führungen. Regelmäßig ist die innere Elektrode, die Sammelelektrode, direkt mit dem Nachweisgerät verbunden, also mit dem System des Elektrometers oder mit dem Steuergitter der Eingangsröhre des Verstärkers, meist einer speziellen Elektrometerröhre. Das Potential der Sammelelektrode ist etwa gleich dem Erdpotential oder dem Potential des elektrostatischen Schutzes. Die zweite Elektrode wird im allgemeinen durch die äußere Umhüllung der Ionisationskammer gebildet. Die Potentialdifferenz

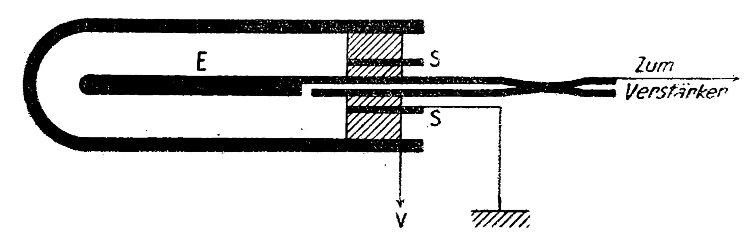


Abb. 102. Ionisationskammer zum Nachweis langsamer Neutronen. Als Kammerfüllung dient Bortrifluorid, das durch die hohle Sammelelektrode eingefüllt werden kann. Diese wird nach erfolgter Füllung außen abgequetscht und zugelötet (s. auch S. 103).

zwischen beiden Elektroden ist einige hundert bis mehrere tausend Volt, je nach Geometrie und Gasfüllung der Kammer. Gewöhnlich wird das Kammergehäuse negativ geladen. Um Kriechladungen über das Isolationsmaterial zwischen den beiden Elektroden zu vermeiden, ist es nötig, den Isolator durch einen geerdeten Schutzring vollständig in zwei Hälften zu unterteilen.

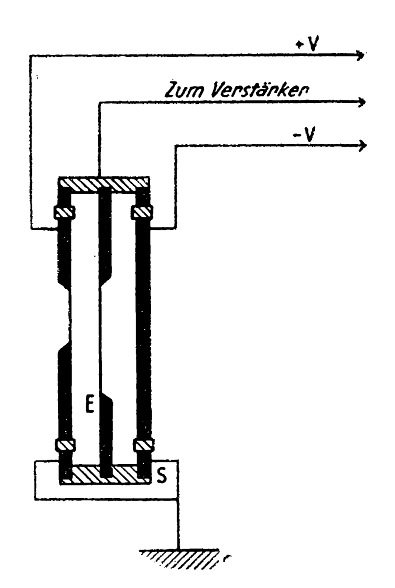


Abb. 103. Doppelionisationskammer. + V, — V = Kammerspannungen, E = Sammelelektrode, S = Schutzring.

Abb. 103 zeigt eine Doppelionisationskammer. Das ist eine Sonderform der Ionisationskammer, welche dazu benutzt wird, den Endpunkt der Bahn eines ionisierenden Teilchens genau festzulegen. Die Sammelelektrode wird hier durch eine sehr dünne Gold- oder Aluminiumfolie gebildet, welche die beiden Kammerhälften voneinander trennt. Diese Folie muß so dünn sein, daß sie die Geschwindigkeit eines durch sie hindurchfliegenden Teilchens nur unwesentlich vermindert. Von den beiden äußeren Elektroden hat die eine positives, die andere negatives Potential. Geht ein ionisierendes Teilchen durch beide Kammerteile, so werden aus der vorderen Hälfte die Ionen des einen Ladungsvorzeichens, aus der hinteren die entgegengesetzten Ionen gesammelt. Sie heben sich in ihrer Wirkung auf die Sammelelektrode auf, das Teilchen wird nicht registriert. Bleibt das Teilchen dagegen innerhalb der Kammer

stecken, so können im wesentlichen nur Ionen aus der ersten Kammerhälfte wirken, und der elektrische Impuls wird auf den Verstärker übertragen. Doppelionisationskammern sind besonders erschütterungs- und schallempfindlich, denn sie wirken wie ein Kondensatormikrophon.

An sich funktioniert eine Ionisationskammer mit jedem Füllgas, sofern dieses nur die Kammerteile nicht chemisch angreift oder, wie beigemengter Wasserdampf, Anlaß zu einer elektrisch leitenden Schicht über den Isolatoren gibt. In sehr vielen Fällen verwendet man einfach Luft als Kammerfüllung, die man zweckmäßig durch ein kleines an der Kammer befestigtes Gefäß mit Phosphorpentoxyd oder einem anderen Trockenmittel trocknet. Es gibt jedoch mancherlei Gründe, die einen veranlassen können, auch andere Gase zu verwenden. Gewöhnlich wünscht man, daß ein in diese Kammer eintretendes Teilchen möglichst viele Ionen erzeugt. In diesem Fall nimmt man ein Gas, in dem pro erzeugtes Ion möglichst wenig Energie aufgewandt werden muß, insbesondere Kohlensäure oder Argon. Noch günstiger sind Krypton und Xenon. Der durchschnittliche Energieaufwand eines ionisierenden Teilchens für ein erzeugtes Ionenpaar ist in nachstehender Tabelle angegeben. Die Zahlen sind nur wenig von der Art und Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens abhängig, wohl aber von der Zusammensetzung des durchstrahlten Gases.

Energieverlust pro erzeugtes Ionenpaar
(für Alphateilchen von 5 MeV)

Gas	eV	Gas	eV
Wasserstoff	34,0	Neon	27,2
Helium	29,4	Argon	25,4
Stickstoff	36,0	Krypton	22,7
Sauerstoff	32,3	Xenon	20,7
CO_2	32,2	CH_4	28,3
Luft	34,7	SF_6	32,1

Manchmal ist es wesentlich, in der Ionisationskammer ein Gas mit besonders hohem Bremsvermögen für die einfallenden Teilchen zu verwenden (s. S. 281), damit diese bei nicht zu hohem Gasdruck auf möglichst kurzer Wegstrecke möglichst viel von ihrer Energie abgeben können. In solchen Fällen ist das chemisch ganz indifferente Schwefelhexafluorid besonders geeignet.

Zum Nachweis schneller Neutronen verwendet man neben Helium vor allem wasserstoffhaltige Füllgase in der Kammer, insbesondere Wasserstoff selbst und Methan (CH_4). Wenn in bestimmten Fällen das Bremsvermögen dieser Gase zu klein ist, so daß sehr schnelle Rückstoßteilchen ihre Energie nicht mehr innerhalb der Kammer abgeben können, setzt man noch ein schweres Gas zu, insbesondere Argon. Zum Nachweis langsamer Neutronen verwendet man borhaltige Gase, vor allem Bortrifluorid. Dieses Gas muß man vollkommen trocken und luftfrei halten, da es sich

sonst zersetzt und Flußsäure bildet. Manche Isolationsmaterialien und Dichtungsmittel werden von Bortrifluorid angegriffen, insbesondere Bernstein.

Bei quantitativen Messungen spielt die Sammelzeit der Ionisationskammer eine wesentliche Rolle, also die Zeit, welche verstreicht, bis die durch das nachzuweisende Teilchen erzeugten Ionen unter dem Einfluß des elektrischen Feldes auf die Sammelelektrode gelangen. Um diese Sammelzeit zu berechnen, muß man die Geschwindigkeit kennen, mit der sich ein Ion unter der Wirkung eines gegebenen elektrischen Feldes im Füllgas der Kammer bewegt. Diese Geschwindigkeit ist gegeben durch

$$v = F\, k/p,$$

wobei F die Feldstärke, p der Gasdruck und k eine für jedes Füllgas charakteristische Konstante ist. Sie ist für die meisten Gase von der Größenordnung eins, nur für Wasserstoff und reine Edelgase etwas größer, für Gase mit großen Molekülen kleiner. Auch ist sie für negative und für positive Ionen nicht ganz gleich, sondern im allgemeinen für negative Ionen etwas größer. Die folgende Tabelle gibt einige Zahlenwerte für Ionenbeweglichkeiten. Bei reinsten Edelgasen und einigen anderen Gasen mit geringer Elektronenaffinität, wie CO_2, geschieht der Transport der negativen Ladung nicht durch Ionen, sondern durch freie Elektronen. Hier kann man bei guter Reinheit für k^- Werte von der Größenordnung 1000 cm² at/Volt sec erreichen. In der Tabelle

Ionenbeweglichkeit in Gasen
(in cm² at/Volt sec)

Gas	Positive Ionen k^+	Negative Ionen k^-
Luft (trocken)	1,36	1,87
Luft (feucht)	1,37	1,51
Kohlendioxyd	0,76	0,81
Wasserstoff	6,70	7,95
Helium	10,8	
Neon	4,4	
Argon	1,63	

ist daher bei Edelgasen kein Wert für k^- angegeben, da dieser je nach Reinheit um mehrere Zehnerpotenzen schwanken kann.

Kennt man den Feldverlauf innerhalb der Kammer, so kann man v für jeden Punkt angeben und daraus durch Integration die größtmögliche Sammelzeit berechnen. Diese größtmögliche Sammelzeit t_S ist die Zeit, die ein in unmittelbarer Nähe der Außenelektrode gebildetes Ion braucht, um auf die Sammelelektrode zu gelangen[1]).

[1]) Bezeichnet man mit V die an der Kammer liegende Potentialdifferenz, so gelten folgende Beziehungen für einige einfache, häufig benutzte Kammerformen:

Besonders für kugelförmige Kammern ergeben sich oft verhältnismäßig lange Sammelzeiten. Dies kann bei nicht richtig angepaßtem Verstärker dazu führen, daß der verhältnismäßig langsam erfolgende Ladungsstoß eines radial durch die Kammer laufenden Teilchens weniger verstärkt wird als der schneller erfolgende Stoß eines tangential fliegenden Teilchens. Die Meßergebnisse können dadurch beträchtlich beeinflußt werden, die Resultate erscheinen dann verfälscht.

Um die in der Kammer gebildete Ionenmenge quantitativ zu messen, muß die Zeitkonstante des Verstärkereingangs mindestens um eine Größenordnung höher liegen als die maximale Sammelzeit der Kammer. Selbst bei sogenannten schnellen Ionisationskammern, also solchen mit günstiger Geometrie und reiner Edelgasfüllung (Elektronensammlung), liegen die so noch zulässigen Zeitkonstanten des Verstärkereingangs für viele Untersuchungen viel zu hoch. Man kann jedoch quantitative Messungen auch durchführen, ohne daß die gesamte Ionenladung auf die Sammelelektrode gelangt ist. Auf der Sammelelektrode wird Influenzladung gebunden, sobald sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes die positiven oder negativen Ionen auseinanderbewegen. Beim homogenen elektrischen Feld, also einer Plattenkammer, ist der Anstieg der Influenzladung auf der Sammelelektrode der erzeugten Ionenladung proportional. In Verbindung mit einer geeigneten elektronischen Anordnung, die diesen Anstieg differenziert, also seine Steilheit mißt, kann man sehr zuverlässige quantitative Ergebnisse gewinnen. In schnellen Ionisationskammern läßt sich die Sammelzeit auf 10^{-7} sec herunterdrücken. Nach dieser Zeit ist die Kammer wieder für den nächsten Impuls bereit. Der Moment der Ionisation, also des Durchgangs des Teilchens durch die Kammer, ist aus dem ersten Anstieg der Influenzladung in den günstigsten Fällen bis auf einige 10^{-10} sec genau festzulegen, was für Messungen von Koinzidenzen und vor allem von verzögerten Koinzidenzen von großer Bedeutung ist (s. S. 275).

§ 44. *Die Geigerschen Zähler*

Die *Geiger*schen Zähler arbeiten im Gegensatz zur Ionisationskammer immer so, daß die primär durch den Stoß des nachzuweisenden Teilchens gebildeten Ionen in

---

a) ebene Kammer; Elektrodenabstand d klein gegenüber dem Elektrodendurchmesser:

$$t_s = \frac{pd^2}{kV};$$

b) zylindrische Kammer; Radius der Innenelektrode r_i, lichter Radius der Außenelektrode r_a, r_a noch klein gegenüber der Länge der Kammer:

$$t_s = \frac{p(r_a^2 - r_i^2)\ln r_a/r_i}{2\,kV};$$

c) kugelförmige Kammer; Radius der Innenelektrode r_i, lichter Radius der Außenelektrode r_a:

$$t_s = \frac{p\,(r_a - r_i)\,(r_a^3 - r_i^3)}{3\,kV\,r_i\,r_a}.$$

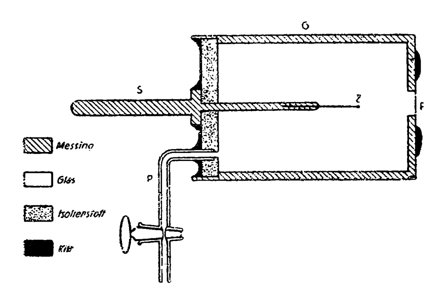


Abb. 104. Spitzenzähler
(Querschnitt; etwa halbe Größe).

dem sehr starken Feld in unmittelbarer Umgebung der dünnen Sammelelektrode selber zu solchen Geschwindigkeiten beschleunigt werden, daß sie sekundäre Ionen erzeugen, so daß eine Ionenlawine entsteht. Je nachdem, ob die Sammelelektrode als dünner Draht oder als sehr kleine Kugel ausgebildet ist, spricht man von einem Zählrohr oder von einem Spitzenzähler. Die Abb. 104, 105 und 106 zeigen den mechanischen Aufbau dieser Geräte. Die Arbeitsweise beider Formen ist im Prinzip die gleiche. Spitzenzähler werden heute in der Praxis nur noch sehr selten verwendet.

Im Zählrohr werden als Sammelelektrode Drähte von 0,1 bis 0,2 mm Durchmesser benutzt. Als Drahtmaterial nimmt man Eisen, Nickel, Wolfram oder anderes. Es kommt sehr darauf an, daß die Drähte sauber sind, insbesondere frei von winzigen Stäubchen oder Härchen, daß sie keinerlei Knicke aufweisen und daß sie ganz gleichmäßig gekrümmt, also wirklich zylinderförmig sind. Ein Ausglühen vor der Benutzung erweist sich im allgemeinen als nützlich. Dünnwandige Zählrohre zur Messung von

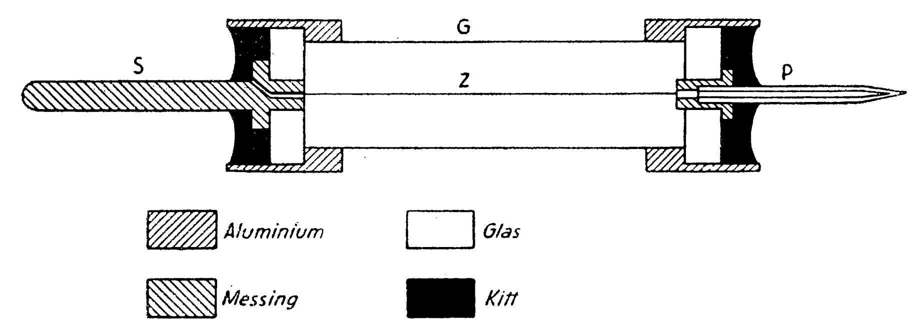


Abb. 105. Dünnwandiges Zählrohr zum Nachweis von Betastrahlung
(Querschnitt; natürliche Größe).

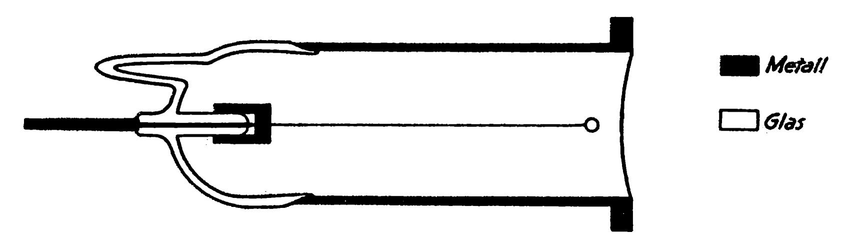


Abb. 106. Industriemäßig hergestelltes Zählrohr mit vorne aufgekittetem dünnen Glimmerfenster. Das Ende des freitragenden Zähldrahtes ist durch eine kleine Glaskugel bedeckt. Im Gegensatz zum Spitzenzähler zählt daher nicht diese Spitze, sondern der Draht in seiner ganzen Länge. (Querschnitt, natürliche Größe.)

Betastrahlungen stellt man im Laboratorium in der Weise her, daß ein Rohr aus Duraluminium über einen Dorn gezogen und auf 0,1 mm Wandstärke abgedreht wird, was einem tüchtigen Feinmechaniker mit Hilfe einer guten Drehbank keine Schwierigkeiten bereitet. Besser arbeiten abgeschmolzene Zählrohre mit Metall-Glas-Lötungen; auch bei diesen sind Wandstärken von 0,1 mm ohne allzu große Schwierigkeiten erreichbar. Solche Zählrohre haben den Vorteil, daß sie keine Kittstellen besitzen und daß man sie vor der Füllung ausheizen kann. Wegen der Lichtempfindlichkeit aller Zählrohre müssen Glaszählrohre völlig dunkel stehen oder mit einem dünnen schwarzen Lack überzogen werden. Noch dünnere Wandstärken als 0,1 mm halten beim Auspumpen dem äußeren Luftdruck nicht mehr stand. Man muß in den Fällen, wo für die Beobachtung sehr weicher Betastrahlung diese Wandstärke schon zu dick ist, Fensterzählrohre verwenden, das heißt, Zählrohre aus sonst stärkerem Wandmaterial, in die ein Fenster aus einer dünnen Folie, zum Beispiel aus Aluminium oder Glimmer, eingekittet ist.

Zwischen dem Gehäuse des Zählers und der inneren Drahtelektrode liegt im Betrieb eine Spannungsdifferenz in der Größenordnung 1000 Volt. Gewöhnlich macht man den Zähldraht positiv, das Gehäuse negativ. Ist die zwischen Draht und Gehäuse liegende Spannungsdifferenz noch verhältnismäßig gering, so unterscheidet sich der Apparat nicht von einer Ionisationskammer. Steigert man diese Spannungsdifferenz, so kann von einem bestimmten Wert V_1 an (s. Abb. 107) die Beschleunigung der Ionen zwischen zwei gaskinetischen Zusammenstößen in der unmittelbaren Umgebung des Zähldrahtes so groß werden, daß sich bei den Stößen sekundäre Ionen bilden. Dadurch wird die auf die Elektrode gelangende Elektrizitätsmenge vergrößert. Zunächst ist dieser Verstärkungsfaktor proportional der Zahl der primär gebildeten Ionen. Man nennt diesen Bereich daher Proportionalbereich, das so benutzte Gerät Proportionalzählrohr. Man erhält in ihm für ein Alphateilchen oder ein Proton einen 100- bis 1000mal stärkeren Ladungsstoß als für ein Elektron. Der Verstärkungsfaktor hat in der Praxis etwa die Größenordnung 1000. Er ist natürlich sehr stark von der angelegten Spannung abhängig. Steigert man die Spannungsdifferenz am Zählrohr weiter, so kommt ein Übergangsbereich (V_2—V_3), in dem die Zahl der sekundären Ionen zwar noch von der Zahl der primären Ionen abhängt, dieser aber nicht mehr proportional ist.

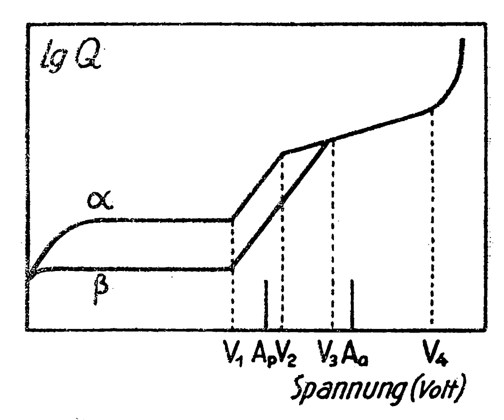


Abb. 107. Die in einem Zählrohr beim Eintritt eines stark ionisierenden (α) und eines schwach ionisierenden (β) Teilchens übergehende Ladungsmenge (Q) in Abhängigkeit von der Zählrohrspannung.

Von einer bestimmten Spannung V_3 an wird der Entladungsstoß im Zähler vollkommen unabhängig von der Zahl der auslösenden Ionen, es macht keinen Unterschied mehr, ob er durch ein einzelnes Ion ausgelöst wird oder durch ein Alphateilchen, das viele tausend primäre Ionen erzeugt. Man nennt diesen Bereich den Auslösebereich. Bei noch höherer Spannung V_4 kommt endlich ein Bereich, in dem auch ohne primäre Ionisation Entladungen einsetzen, und in dem die einmal eingeleitete Entladung nicht mehr richtig abreißt. Bei derartigen Spannungen ist das Gerät nicht mehr zur Zählung von Teilchen geeignet. Das Diagramm in der Abb. 107 gibt eine Übersicht über die oben beschriebenen Verhältnisse. Die Abszisse stellt die angelegte Spannung dar, die Ordinate die pro Alphateilchen und pro Elektron auf die Zählelektrode gelangende Ladung. Verwendet man den Apparat als Proportionalzähler, so arbeitet man zweckmäßig mit einer Spannung, die etwa dem Punkt A_p entspricht, im Auslösebereich geht man etwa an den Punkt A_a.

Als Proportionalzähler verwendet man den Apparat unter anderem, wenn es sich darum handelt, Alphateilchen oder Protonen in Gegenwart einer Beta- oder Gammastrahlung zu zählen. Auch zur Zählung von Neutronen ist der Proportionalzähler sehr geeignet und wird daher viel dafür verwendet. Zu diesem Zweck füllt man das Zählrohr mit einem borhaltigen Gas, insbesondere mit Bortrifluorid (BF_3); die Neutronen machen durch den Prozeß B^{10} (n, α) Li^7 künstliche Alphateilchen frei, die vom Zähler registriert werden. Als Auslösezähler ist ein BF_3-Zähler nicht geeignet, da in ihm bei jedem Stoß zu viele BF_3-Moleküle zerstört würden. Das dabei frei werdende Bor setzt sich in kleinen Kristallen auf den Zähldraht, dies gibt durch Spitzenwirkung Anlaß zu spontanen Entladungen und macht den Zähler unbrauchbar.

Nach dem Ablauf des Entladungsvorgangs unterscheidet man zwei Arten von Zählern, selbstlöschende und nicht selbstlöschende. Sie unterscheiden sich im wesentlichen durch ihre Gasfüllung. Wir wollen zunächst den Vorgang im nicht selbstlöschenden Zählrohr besprechen. Nicht selbstlöschend sind praktisch alle Zähler, die ein einatomiges oder zweiatomiges Gas oder Mischungen von solchen ohne Zusatz von mehratomigen Gasen enthalten.

Der Ablauf der Zählentladung ist hier folgender: aus der Ionenwolke, die sich in der Umgebung des Zähldrahtes bildet, gelangen die negativ geladenen Elektronen und auch die dicht am Zähldraht gebildeten negativ geladenen Ionen sehr rasch auf den Zähldraht. Die positiven Ionen wandern in der gleichen Zeit nur sehr wenig nach außen. Bei der Neutralisierung der negativen Ionen am Zähldraht werden Lichtquanten gebildet, welche unter Umständen an der Wand des Zählrohrmantels neue Elektronen auslösen können. Solange noch keine zu starke positive Raumladung um den Zähldraht gebildet ist, können die so gebildeten Photoelektronen weiter zur Verstärkung der Ionenwolke beitragen. Bei Zählrohren, in denen dieser Effekt auftritt, ist durch ihn der Proportionalitätsbereich des Zählers stark eingeengt. Sobald genügend negative Ionen am Zähldraht neutralisiert sind, etwa nach 10^{-6} sec, bleibt nur noch eine positive Raumladung um den Draht stehen, die die Potentialverteilung

um diesen grundlegend verändert. Sie setzt die Feldstärke in seiner unmittelbaren Umgebung so weit herab, daß keine Sekundärionen mehr gebildet werden können, daß die Entladung also zunächst abreißt. Die positiven Ionen wandern gegen die äußere Elektrode. Sobald sie ein gewisses Stück von der Zählelektrode weg sind, ist in deren nächster Umgebung die alte Feldverteilung im wesentlichen wieder hergestellt, und der Zähler kann von neuem auf jetzt ankommende Ionen ansprechen. Kommen die positiven Ionen an die äußere Elektrode, was größenordnungsweise 10^{-4} sec dauert, so werden sie dort entladen, das heißt, es wird ein Elektron aus der Metallwand auf sie übergehen. Der Übergang erfolgt nun nicht erst bei der Berührung des Ions mit der Wand, sondern infolge eines typisch quantenmechanisch bedingten Effekts schon etwas früher. Die Potentialschwelle zwischen der Wand und dem Ion kann von einem Elektron schon in einem Abstand von einigen 10^{-8} cm mit merklicher Wahrscheinlichkeit durchdrungen werden, so daß sich die Ionen im Durchschnitt schon ein ganz klein wenig vor dem Stoß neutralisieren. Das neutralisierte Teilchen ist aber zunächst noch nicht in seinem Grundzustand, sondern hat eine Anregungsenergie, die der Differenz zwischen seiner Ionisierungsenergie und der Austrittsarbeit des Elektrons aus der Metallwand entspricht. Diese Differenz ist im allgemeinen wesentlich höher als die Austrittsarbeit, denn die Ionisierungsenergie ist gewöhnlich mehr als doppelt so groß wie die Austrittsarbeit. Die Ionisierungsenergien für die in Frage kommenden Ionen liegen zwischen 10 und 20 eV, die Austrittsarbeiten bei 3 bis 4 eV. Daher kann das neutralisierte, aber noch angeregte Teilchen bei seinem Stoß an die Wand noch soviel Energie auf ein weiteres Elektron des Metalls übertragen, daß dieses aus dem Metall austritt. Es kann auch vorkommen, daß das angeregte Teilchen durch Strahlung in den Grundzustand übergeht und dabei seine Anregungsenergie als Lichtquant aussendet. Auch dieses Lichtquant kann ein Elektron aus der Metallwand auslösen. Durch beide Effekte wird ein neuer Entladungsstoß des Zählers eingeleitet. Ein derartiger Zähler wird daher nicht von selbst löschen, das Löschen kann nur durch äußere Schaltelemente erreicht werden, welche nach eingetretener Entladung das Potential zwischen den Zählelektroden so weit herabsetzen, daß es nicht mehr zur Auslösung einer neuen Ionenlawine ausreicht.

Bei einem selbstlöschenden Zähler verhält sich der zuletzt beschriebene Vorgang wesentlich anders. Selbstlöschende Zähler sind mit einem Gas gefüllt, das aus mehratomigen Molekülen besteht oder wenigstens eine Beimengung eines solchen Stoffes enthält. Das mehratomige Molekül neigt dazu, nach dem Neutralisieren nicht in den Grundzustand überzugehen, sondern seine Anregungsenergie zur Dissoziation zu verwenden. Während die Emissionszeit in der Größenordnung 10^{-8} sec liegt, ist die für die Dissoziation benötigte Zeit nur von der Größenordnung 10^{-13} sec; innerhalb dieser Zeit hat das Molekül die kurze Strecke bis zur Zählerwand noch nicht durchlaufen. Es kann daher kein zweites Elektron aus dieser herausziehen, was den Entladungsmechanismus von neuem einleiten würde. Ebenso wird es nur sehr selten ein Photon emittieren, so daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei der Entladung der

ganzen Ionenwolke wieder auch nur ein sekundäres Elektron gebildet wird, sehr gering ist. Die Zählentladung wird daher von selbst abreißen.

Hat man eine Mischung aus mehreren Gasen, so wird im allgemeinen doch nur eine Ionensorte die Zählerwand erreichen. Auf seinem Weg durch den Zähler erleidet nämlich jedes Ion größenordnungsweise eine Million gaskinetische Zusammenstöße. Bei solchen Zusammenstößen kann die Ladung ausgetauscht werden, wenn das Ionisierungspotential des zunächst neutralen Teilchens niedriger liegt als das des Ions, nicht aber im umgekehrten Fall. Da die Austauschwahrscheinlichkeit im ersten Fall sehr groß ist, wird schon nach verhältnismäßig wenigen Stößen nur noch die Ionenart mit dem niedrigsten Ionisierungspotential vorhanden sein. Gehört diese zu dem mehratomigen Gas, so ist das Zählrohr selbstlöschend. Man wird also für den Zähler eine Gasmischung verwenden, bei der die Ionisierungsenergie des mehratomigen Gases niedriger liegt als die des einatomigen. Die mehratomigen Gase haben daneben noch alle den Vorteil, daß sie im Ultraviolett eine kontinuierliche Absorption zeigen, so daß in größerem Abstand von der Zählerwand entstehende Photonen nicht zu dieser gelangen können und so keine Sekundärelektronen auslösen.

Eine viel gebrauchte Mischung zur Füllung von Zählern ist etwa 90 Torr Argon und 10 Torr Alkoholdampf. Statt Alkohol können auch viele andere organische Stoffe verwendet werden, insbesondere Methan. Bei gekitteten Zählern wird der Alkohol oft allmählich vom Kitt aufgenommen, was die Gaszusammensetzung und damit die Eigenschaften des Zählers erheblich verändert. Bei niedrigen Temperaturen, wie sie in den Versuchsballons bei Höhenstrahlmessungen auftreten, wird der Dampfdruck des Alkohols so niedrig, daß der Alkoholzähler nicht mehr funktioniert. In diesen Fällen ist Methan als Zusatz vorzuziehen.

Bei jedem normalen Zählstoß werden etwa 10^{10} mehratomige Moleküle irreversibel gespalten. Dadurch ändert sich in jedem Fall mit der Zeit der Gasinhalt des Zählers. Gewöhnlich sind rund 10^{20} spaltbare Moleküle im Zähler, so daß der Effekt bei normalem Betrieb nur sehr langsam bemerkbar wird. Betreibt man den Zähler aber sehr weit über der Einsatzspannung, so wird der Dampf schneller aufgebraucht. Besonders schädlich ist es, wenn man durch Unachtsamkeit die Spannung am Zähler so hoch macht, daß Dauerentladung eintritt. Dann genügen oft schon sehr kurze Zeiten, um den Zähler unbrauchbar zu machen.

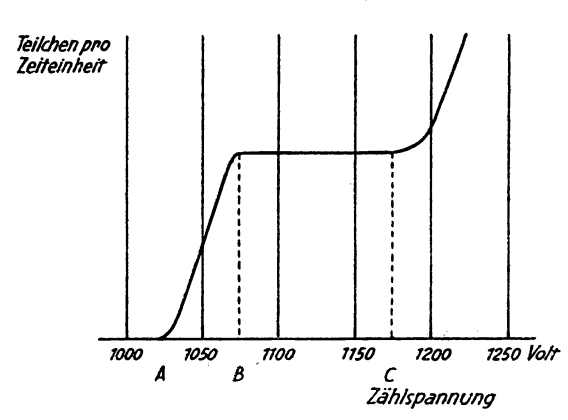


Abb. 108. Typische Zählrohrcharakteristik.

Geht man bei einem gut gebauten Zählrohr mit der Spannung allmählich hoch, so kommt

erst der Proportionalbereich. Will man im Auslösebereich arbeiten, so stellt man die nachfolgende elektronische Schaltung so ein, daß Stöße dieses ersten Bereichs noch nicht angezeigt werden. Steigert man die angelegte Spannung langsam weiter und zählt die durch ein Standardpräparat in der Zeiteinheit hervorgerufenen Stöße, so erhält man ein Bild, wie es in Abb. 108 dargestellt ist. Von einer bestimmten, meist sehr scharf definierten Einsatzspannung A an beginnt das Zählrohr zu arbeiten. Die ersten paar Volt über der Einsatzspannung steigt die gemessene Stoßzahl mit dieser rasch an bis zu einer Spannung B. Von da an bleibt die gemessene Stoßzahl über einen verhältnismäßig weiten Bereich nahezu konstant, bis sie schließlich bei einer Spannung C wieder schnell anzusteigen beginnt. Den Bereich zwischen B und C bezeichnet man als den Zählbereich. Die Lage der Punkte A und B ist im allgemeinen nicht durch das Zählrohr selbst, sondern durch den nachfolgenden Verstärker bedingt. An sich arbeitet das Zählrohr schon ein Stück unterhalb von A. Aber die durch einen Impuls ausgelösten Ionenstöße genügen nicht, um das Zählwerk in Gang zu setzen. Registriert man die Stöße mit einem Oszillographen, so kann man deutlich das allmähliche Anwachsen der Ausschläge mit der angelegten Spannung beobachten. Der Zählbereich (zwischen B und C) kann bei guten Zählrohren einige hundert Volt betragen.

Viele Zählrohre zeigen nicht den idealen Verlauf der Charakteristik, wie er in Abb. 108 dargestellt ist, sondern auch zwischen B und C steigt die Zahl der Ausschläge noch leicht an. Solange dieser Anstieg nicht zu steil ist, etwa 1% auf 100 Volt, ist das Zählrohr auch für quantitative Messungen noch einwandfrei geeignet, man muß jedoch auf Konstanz der Zählspannung achten und auch gelegentlich kontrollieren, ob sich während der Messung die Einsatzspannung A ändert. Noch besser ist es, die Empfindlichkeit des Zählrohrs während der Messung von Zeit zu Zeit mit einem Standardpräparat zu kontrollieren. Eine derartige Kontrolle sollte eigentlich bei allen Messungen vorgenommen werden, besonders bei solchen Messungen, die sich über einen längeren Zeitraum erstrecken.

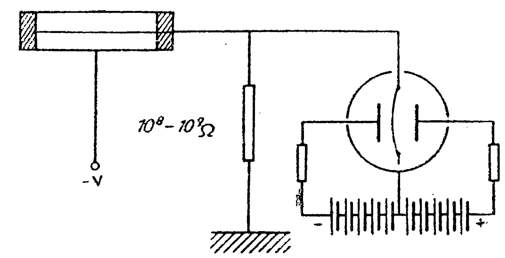


Abb. 109. Zählrohr, direkt an ein Elektrometer angekoppelt.

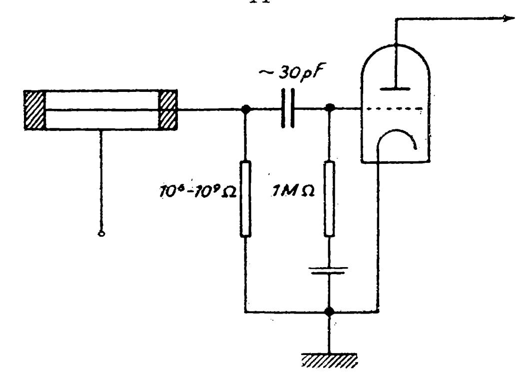


Abb. 110. Einfache Ankoppelung eines Zählrohrs an einen Verstärker.

Das Abreißen der einmal gezündeten Zählrohrentladung geschah bei der ursprünglichen Schaltung von *Geiger* und *Müller*, die auch heute noch gelegentlich verwendet wird,

durch einen hohen Außenwiderstand, wie es in den Schaltskizzen der Abb. 109 und 110 dargestellt ist. Diese Außenwiderstände müssen bei nicht selbstlöschenden Zählrohren relativ hoch sein, was nur eine geringe Zählgeschwindigkeit erlaubt.

Will man auch mit nicht selbstlöschenden Zählrohren schneller zählen, so verwendet man eine Schaltung, die unmittelbar nach dem Stoß die Spannung zwischen den Zählrohrelektroden für sehr kurze Zeit stark herabsetzt. Es gibt eine Reihe solcher Schaltungen, die erste wurde von *Neher* und *Harper* angegeben (Abb. 111); sie wird auch bei selbstlöschenden Zählrohren häufig verwendet. Hier liegt parallel zum Zählrohr eine Pentode, deren Steuergitter normalerweise stark negativ aufgeladen ist, so daß kein Strom fließen kann. Sobald am Zählrohr eine Entladung einsetzt, wird dadurch das Gitter positiv aufgeladen, und die Röhre wirkt als Kurzschluß zwischen Zählrohrmantel und Zähldraht. Man hat auf diese Weise Entladungen von nur 10^{-5} sec Dauer erreicht, nach Ablauf dieser Zeit ist das Zählrohr wieder für den nächsten Stoß aufnahmebereit.

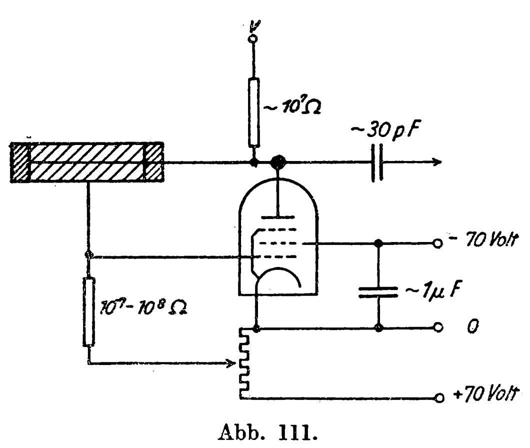


Abb. 111.
Zählrohrschaltung nach *Neher* und *Harper*.

Die Empfindlichkeit eines Zählrohrs für Quantenstrahlung hängt von der Art der Gasfüllung und vor allem vom Wandmaterial ab. Günstig sind solche Gase als Füllung, in denen die Quanten der betreffenden Gammastrahlung besonders stark absorbiert werden, also im allgemeinen Gase mit hohem Atomgewicht, insbesondere Xenon. Das Wandmaterial muß so beschaffen sein, daß die Quantenstrahlung in ihm möglichst stark absorbiert wird, so daß möglichst viele Sekundärelektronen entstehen, daß aber andererseits diese Sekundärelektronen in dem Wandmaterial noch eine möglichst große Reichweite haben. Das günstigste Material zum Nachweis einer bestimmten Quantenstrahlung wird also dasjenige sein, für das das Verhältnis des Absorptionskoeffizienten (s. S. 283) für die betreffende Quantenstrahlung zu dem Absorptionskoeffizienten für die durch sie erzeugten Sekundärelektronen möglichst groß ist. Dies ist im allgemeinen für die Stoffe mit höchstem Atomgewicht der Fall. Jedoch können für Quantenstrahlungen bestimmter Härte Stoffe, die gerade unterhalb einer Absorptionskante in der Mitte des periodischen Systems liegen, in einzelnen Fällen noch besser geeignet sein. Man kann durch Verwendung solcher Stoffe stark selektive Wirkungen erzielen. Die Schwermetallschicht an der Zählrohrwand dicker zu machen als die Reichweite der schnellsten durch die Gammastrahlung erzeugten Sekundärelektronen hat keinen Sinn, weil man durch diese zu dicke Schwermetallschicht die eintretende Gammastrahlung nur unnötig schwächen würde. Man ver-

wendet für die Zählung von harten Röntgenstrahlen und von Gammaquanten am besten Aluminiumzählrohre, die innen mit der betreffenden Schicht, zum Beispiel einer Gold- oder Platinfolie von 5 bis 10 μ Dicke, ausgekleidet sind.

Die durch ein Zählrohr tretenden Betateilchen werden im allgemeinen quantitativ gezählt, falls der Gasdruck im Zählrohr nicht allzu niedrig ist. Ausfälle werden unterhalb von 80 mm Gasdruck eben merklich. Im Gegensatz dazu reagiert das Zählrohr für Quantenstrahlung selbst in günstigen Fällen im allgemeinen nur etwa auf jedes hundertste Quant. Unter ungünstigen Bedingungen kann die Ausbeute aber auch um 2 bis 3 Zehnerpotenzen niedriger liegen. Nur für bestimmte Bereiche der K-Strahlung lassen sich wesentlich höhere Ausbeuten (bis 20%) erreichen. Für Gammastrahlung ist daher der Szintillationszähler dem *Geiger*schen Zählrohr weit überlegen.

Alle Zählrohre, insbesondere Auslösezähler, ebenso die Szintillationszähler zeigen auch in Abwesenheit von radioaktiven Präparaten einen bestimmten Leereffekt, der im wesentlichen durch die Höhenstrahlung verursacht wird. Je nach Aufstellung kann man pro Quadratzentimeter Querschnittsfläche (Länge mal Durchmesser) des Zählrohrs 1 bis 2 Leerstöße pro Minute rechnen. Diesen Effekt kann man um einen Faktor 3 bis 4 heruntersetzen, wenn man das Zählrohr mit einem etwa 5 cm dicken Bleimantel umgibt. Da Blei häufig das radioaktive Bleiisotop Radium D und dessen Folgeprodukte enthält, ist es zweckmäßig, diesen Bleimantel innen mit 1 bis 2 mm dickem Eisenblech auszukleiden oder überhaupt Eisen statt Blei zu nehmen.

Für manche Zwecke ist es nötig, den Nulleffekt so weit wie möglich zu reduzieren, insbesondere dann, wenn sehr schwache Präparate gemessen werden müssen. Dies ist zum Beispiel notwendig für die Bestimmung des radioaktiven Kohlenstoffgehalts organischer Präparate zum Zweck der Altersbestimmung (s. § 51). In solchen Fällen umgibt man das eigentliche Zählrohr mit einer Reihe von weiteren Zählrohren, die in Antikoinzidenz geschaltet werden; das bedeutet, daß der Zählrohrausschlag nicht registriert wird, wenn gleichzeitig eines der umgebenden Zählrohre angesprochen hat. Auf die Schaltung werden wir gleich noch eingehen (s. S. 275). Die Höhenstrahlteilchen, meist Myonen, geben in den meisten Fällen sehr lange Ionisierungsspuren, die dann nicht

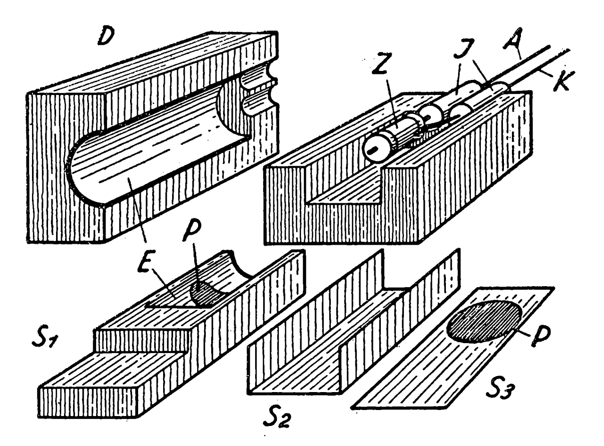


Abb. 112. Aufstellung eines Zählrohrs in einer Bleiabschirmung. D = Deckel, geöffnet, Z = Zählrohr, I = Isolation, A = Anodenleitung, K = Kathodenleitung, S_1 = Bleischiffchen zum Einführen von Präparaten, S_2 = Eisenauskleidung für das Unterteil der Abschirmung bei Anwendung von Schieber S_3, P = Präparat, E = Eisenabschirmung.

nur durch das eigentliche Zählrohr, sondern auch durch die Antikoinzidenzzähler laufen und dadurch nicht registriert werden. Es lassen sich Anordnungen aufbauen, in denen Zähler von etwa 1 Liter Volumen nur 2 bis 3 Lehrstöße pro Minute ergeben.

§ 45. *Registriereinrichtungen*

Sowohl beim Zählrohr wie bei der Ionisationskammer und beim Szintillationszähler ist es fast immer nötig, die in diesen Nachweisgeräten entstandenen elektrischen Impulse über eine elektronische Schaltung zu verstärken und einem Registriergerät zuzuleiten. Als Registriergerät wird vielfach ein mechanisches Zählwerk verwendet. In diesem betätigt der in der Endstufe eines Verstärkers entstehende Stromstoß magnetisch ein Ziffernwerk, genau wie in einem Telephongesprächszähler. Man hat solche mechanischen Zählwerke konstruiert, die bei gleichmäßiger Stoßfolge bis zu 1000 Impulse in der Sekunde zählen können, also ein Auflösungsvermögen von 1000/sec haben. Diese höchstauflösenden Zählwerke sind aber sehr störungsanfällig und verändern regelmäßig nach nicht allzu langer Betriebsdauer ihr Auflösungsvermögen. Sie werden daher nur noch wenig verwendet. Man zieht gewöhnliche Telephongesprächszähler vor, die zwar nur ein Auflösungsvermögen von 5 bis 10/sec haben, aber dafür betriebssicher sind. Für größere Auflösung verwendet man elektrische Zählgeräte. Die Firma Philips hat eine Zählröhre — nicht zu verwechseln mit dem *Geiger*schen Zählrohr! — konstruiert, bei der ein Elektronenstrahl nach jedem Impuls auf die Röhre um eine Ziffer weiterspringt und nach zehn Impulsen wieder auf die Ausgangsstellung zurückspringt. Seine jeweilige Lage kann man an einem Lichtschirm, ähnlich wie beim magischen Auge im Radioapparat, ablesen.

Es handelt sich bei allen elektronischen Vorrichtungen, die an ein Nachweisgerät für ionisierende Strahlen angeschlossen werden, um Impulsverstärker. In den einfachsten Fällen wird lediglich die Zahl der Impulse registriert. Hier kommt es nur darauf an, daß der Verstärkungsfaktor so hoch ist, daß der aus der Endstufe des Verstärkers kommende Impuls ein entsprechendes Registriergerät ansprechen läßt. Außerdem soll das Gerät möglichst bald nach Aufzeichnung eines Impulses zur Aufnahme des nächsten bereit sein. Der Apparat soll also ein möglichst gutes Auflösungsvermögen haben. Bei einer Reihe von Geräten, insbesondere beim Proportionalzähler, der Ionisationskammer und dem Szintillationszähler, sind die Forderungen oft weitergehend. Hier werden quantitative Angaben über die einzelnen primären Stöße verlangt. Man muß in diesen Fällen eine Anordnung bauen, bei der der Endausschlag proportional — oder mindestens eine eindeutige Funktion — der Größe des Primärausschlages ist. Da alle Verstärkerelemente bestimmte Verzerrungen der primären Impulsform mit sich bringen, müssen diese Verzerrungen schon beim Entwurf des Gerätes genau berechnet und nachher mit schnell anzeigenden Oszillographen registriert werden. Häufig werden schon in der elektronischen Apparatur die Primärstöße nach ihrer Größe sortiert und auf verschiedene Zählwerke übertragen.

Eine Anordnung, die das bewerkstelligt, nennt man einen Diskriminator. Man unterscheidet Einkanaldiskriminatoren, die nur Primärimpulse, die zwischen einstellbaren Grenzen liegen, registrieren, und Vielkanaldiskriminatoren, die eine größere Zahl, oft über 100, solcher einzelnen Kanäle enthalten, die stetig aneinander anschließen. Eine wesentliche Funktion der elektrischen Schaltung dieser Geräte ist es, den sehr kurzen Primärimpuls so weit seitlich zu dehnen, daß die nachfolgende Verstärkerstufe sicher anspricht.

Neben der quantitativen Messung der Impulsgröße interessiert man sich sehr häufig auch für die zeitliche Folge von zwei bestimmten Impulsen, die in den meisten Fällen primär in zwei verschiedenen Geräten ausgelöst werden. Hierfür ist es nötig, daß der Zeitpunkt des Primärimpulses sehr genau festgehalten wird. Die Grenze des technisch Möglichen liegt zwischen 10^{-10} und 10^{-9} sec. Hierfür sind natürlich ganz spezielle Verstärkerröhren erforderlich, wie sie in der Höchstfrequenztechnik für Zentimeterwellen verwendet werden.

Da die Stöße, die durch ein radioaktives Präparat verursacht werden, immer statistische Verteilung haben, wird das Zählgerät auch bei verhältnismäßig geringen Stoßzahlen einen gewissen Prozentsatz der Stöße nicht mehr registrieren, da immer einige Stöße in Abständen ankommen, die kleiner sind als die Trennzeit des Zählgeräts. Als Trennzeit bezeichnet man das Reziproke der höchsten zählbaren Stoßrate.

Je nach Bauart des Zählgeräts hat man zwei Grundtypen: entweder ist es nach jedem *ankommenden* Stoß eine bestimmte Zeit, die Trennzeit τ lang, für weitere Stöße unempfindlich oder es ist nach jedem *registrierten* Stoß eine Zeit τ lang unempfindlich. Im ersten Fall wird das Zählgerät bei sehr hohen Stoßzahlen, die weit über seinem Auflösungsvermögen liegen, überhaupt nicht mehr ansprechen, da zwei Stöße immer in Zeiten aufeinanderfolgen, die kürzer als τ sind; im zweiten Fall wird es bei sehr hohen Stoßzahlen in einer Zeit t gerade t/τ Stöße registrieren. Im ersten Falle werden von einer Zahl N ankommender Stöße

$$N' = N e^{-N\tau} \tag{1}$$

wirklich gezählt. In diesem Fall ergibt sich für N' ein Maximum bei $N = 1/\tau$, dabei wird gerade der e^{te} Teil der ankommenden Stöße gezählt. Weiß man, daß das Zählgerät diesem Typ angehört, so kann man aus der gemessenen Maximalzahl von registrierten Stößen, die man zum Beispiel dadurch erhält, daß man dem primären Gerät, zum Beispiel dem Zählrohr, ein starkes radioaktives Präparat immer mehr nähert, das Auflösungsvermögen des Apparates bestimmen. Im zweiten Fall wird

$$N' = \frac{N}{1 + N\tau}, \tag{2}$$

für sehr große N nähert sich die in der Zeit t gemessene Ausschlagszahl einem Grenzwert $N' = 1/\tau$. Man kann also durch die Messung dieses Grenzwerts τ ermitteln. Man könnte so in beiden Fällen vollständige Korrekturkurven aus der Messung der maximalen Ausschlagszahlen berechnen.

Praktisch wird eine solche Methode der Korrekturermittlung immer ungenau sein, weil die meisten Zählgeräte weder die Bedingung (1) noch die Bedingung (2) exakt erfüllen, sondern ein zwischen den beiden liegendes Gesetz. In diesen Fällen muß man die Korrektur des Zählgeräts durch Eichung bestimmen. Man verwendet dazu ein radioaktives Präparat mit gut bekannter Halbwertszeit. Geeignet ist zum Beispiel das radioaktive Stickstoffisotop N^{13} mit einer Halbwertszeit von 10,1 min, jedoch ist diese Halbwertszeit noch etwas kurz, so daß die Messung nicht für alle Zwecke genau genug wird. Man muß für höhere Genauigkeitsansprüche einen längerlebigen Eichkörper wählen, zum Beispiel Jod 128, das sich schon mit einer Radium-beryllium-Quelle in ausreichender Intensität herstellen läßt. Man kann die Eichung auch durch Verwendung von zwei etwa gleichen konstanten Präparaten durchführen, indem man jeweils eines und dann alle beide in einem bestimmten Abstand vom Zählrohr nebeneinander aufstellt. Eine Messung dadurch zu machen, daß man ein einziges konstantes Präparat in verschiedene Abstände vom Zählrohr bringt, ist nicht möglich, da durch die starke Streuung der Strahlung an der Wand und an allen Apparateteilen sehr große Fehler auftreten würden.

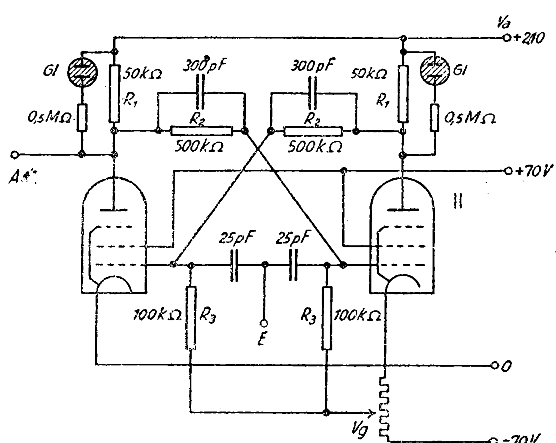


Abb. 113. Untersetzerstufe nach *Forsman*. Wenn Strom durch Röhre I geht, ist bei geeigneter Gittervorspannung infolge des Spannungsabfalls über R_1, R_2, R_3 das Gitter der Röhre II so stark negativ, daß Röhre II sperrt. Kommt ein negativer Stromstoß, so sperrt dadurch auch Röhre I; beim „Löschen" wird über den Kondensator zwischen Anode I und Gitter II ein so stark positiver Stoß auf II übertragen, daß II jetzt Strom durchläßt; die beiden Seiten haben also nach dem Stoß ihre Rolle vertauscht. (E = Eingang, A = Ausgang.)

Die Korrekturen werden wesentlich geringer, wenn man zwischen Verstärker und Zählwerk sogenannte Untersetzer zur Anwendung bringt. In Abb. 113 ist ein von *Forsman* angegebener Untersetzer gezeichnet.

Der Vorteil der Untersetzer liegt nicht bloß darin, daß nur ein bestimmter Bruchteil der tatsächlichen Stöße im Zählwerk ankommt, sondern auch darin, daß die noch registrierten Stöße jetzt nicht mehr in statistischer Verteilung auf das Zählwerk gelangen, sondern in wesentlich gleichmäßigeren Abständen. Die noch gut meßbare Stoßzahl wird daher nicht nur um den Untersetzungsfaktor, sondern um eine wesentlich größere Zahl heraufgesetzt. Folgende Tabelle gibt an, wie viele statistisch aufeinanderfolgende Stöße man in der Zeiteinheit bei Verwendung eines m-fachen Untersetzers noch zählen kann, wenn das mechanische Zählwerk bei gleichmäßiger Stoßfolge N Stöße in der Zeiteinheit bewältigt, vorausgesetzt, daß das Zählwerk dem

obengenannten Typ 1 [Formel (1)] angehört. In der ersten Spalte ist die Bedingung zugrunde gelegt, daß die Zahl der nicht registrierten Stöße unter 1% bleiben soll; in der zweiten Spalte ist ein Fehler von 10% zugelassen.

Mit m-facher Untersetzung zählbare statistisch ankommende Stoßfolge bei Zulassung eines Fehlers von f%, wenn das Zählwerk allein eine gleichmäßige Stoßfolge von N Stößen in der Zeiteinheit bewältigt

m \ f	1%	10%
1	0,01 N	0,1 N
2	0,14 N	0,5 N
4	1,0 N	1,7 N
8	3,1 N	4,6 N
16	8,6 N	11,2 N

Läßt man einen Fehler von 1% zu, was für die meisten praktischen Untersuchungen völlig ausreicht, verbessert schon die erste Untersetzerstufe das ausnutzbare Auflösungsvermögen um einen Faktor 14. Der Hauptvorteil der Untersetzer ist natürlich, daß man mit einem langsamer arbeitenden Zählwerk auskommt. Das Zählwerk kann daher viel robuster gebaut sein als die besonders fein gebauten Instrumente für höchste Zählgeschwindigkeiten.

Für den praktischen Gebrauch hat man heute Untersetzersysteme entwickelt, bei denen jedes aus 8 Röhren aufgebaute Element um einen Faktor 10 untersetzt, was das Ablesen der Teilchenzahl erleichtert.

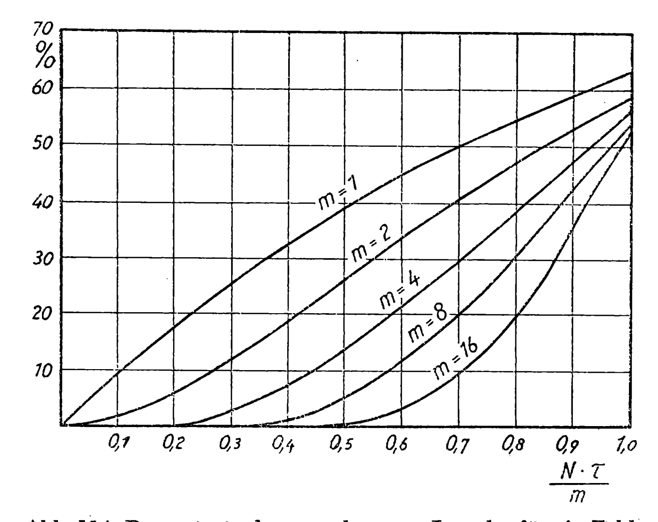


Abb. 114. Prozentsatz der ausgelassenen Impulse für ein Zählwerk bei direkter Schaltung ($m = 1$) und m-facher Untersetzung. N = Zahl der Zählrohrentladungen pro Zeiteinheit. τ = Trennzeit des Zählwerks allein. m = Untersetzungsfaktor. Voraussetzung ist, daß die Impulse in statistischer Verteilung am Untersetzereingang ankommen.

Die Abb. 114 gibt die Korrekturkurven für eine Anordnung ohne Untersetzung und für Anordnungen mit den Untersetzungsstufen 1 : 2, 1 : 4, 1 : 8 und 1 : 16 wieder unter der Voraussetzung, daß die Zählwerkkorrektur durch die Gleichung (1) gegeben

ist[1]). Da Formel (1) und Formel (2) in erster Näherung, das heißt für $N\tau \ll 1$, übereinstimmen, sind die Kurven bei nicht allzu hohen Korrekturen für alle Zählwerktypen verwendbar. Bei Verwendung von stärkeren Untersetzungen ist häufig nicht mehr das Zählwerk, sondern entweder das Zählrohr selber oder ein Schaltelement im Verstärker derjenige Teil in der Apparatur, durch den das Auflösungsvermögen des gesamten Apparates begrenzt wird. In solchen Fällen ist die Korrekturkurve theoretisch schwer zu berechnen, man wird sie immer experimentell bestimmen müssen.

In vielen Fällen will man nur solche Ereignisse registrieren, bei denen zwei Zähler möglichst genau gleichzeitig ansprechen. Das Registriergerät darf also nur dann zählen, wenn beide Primärgeräte zugleich angesprochen haben. Dies kann zum Beispiel der Fall sein, wenn man bei einem Betastrahler nur solche Elektronen registrieren will, die zugleich mit einem Gammaquant, unter Umständen mit einem Gammaquant ganz bestimmter Energie, registriert werden. Solche Anordnungen haben auch den Vorteil, daß man noch in Gegenwart einer starken Strahlung, die in jedem einzelnen Primärgerät eine sehr große Zahl von Impulsen ergibt, noch verhältnismäßig seltene Ereignisse aussondern und beobachten kann. Ist die Zahl der in beiden einzelnen Primärzählern ankommenden Stöße N_1 und N_2 pro Zeiteinheit, das Auflösungsvermögen eines jeden einzelnen Primärgeräts $1/\tau$ — dabei ist τ die Zeit, die nach einem Stoß vergeht, bis das Gerät wieder aufnahmebereit ist —, so ist die Zahl der registrierten zufälligen Koinzidenzen $N_1 N_2 \tau$ pro Zeiteinheit. Diese Zahl ist gleichbedeutend mit dem Leereffekt der Anordnung. Dieser ist also um so kleiner, je besser das Auflösungsvermögen der einzelnen Stufen ist.

Bei einer bestimmten Messung ist die Zahl der echten Koinzidenzen proportional der Stärke des zu messenden Präparats. Die Zahl der Zufallskoinzidenzen ist proportional dem Quadrat der Präparatstärke wegen des Faktors $N_1 N_2$. Es sind also nicht nur zu schwache Präparate zur Messung ungeeignet, weil da die registrierte Zahl von Ereignissen pro Zeiteinheit zu klein ist, sondern auch zu starke, da hier das Verhältnis Effekt zu Leereffekt zu ungünstig wird. Als Erster hat *Bothe* die Koinzidenzmethode für kernphysikalische Untersuchungen angewendet.

Die Koinzidenzmethode läßt sich nicht nur zur Registrierung gleichzeitiger Ereignisse verwenden, sondern auch für Ereignisse, die in einem bestimmten, sehr kurzen zeitlichen Abstand voneinander erfolgen. Zu diesem Zweck verbindet man dasjenige primäre Gerät, welches den späteren Impuls registriert, durch eine sogenannte Verzögerungsleitung mit der Koinzidenzstufe. Das Ersatzschaltbild einer Verzögerungs-

[1]) In diesem Falle lautet die genaue Korrekturformel für n-Untersetzerstufen, also ein Untersetzungsverhältnis 1 : 2n:

$$N' = Ne^{-N\tau}\left(1 + N\tau + \frac{(N\tau)^2}{2} + \frac{(N\tau)^3}{3!} + \ldots + \frac{(N\tau)^{2^{n-1}}}{(2^{n-1})!}\right).$$

τ ist die Trennzeit des mechanischen Zählwerks allein.

leitung ist in Abb. 115 angegeben. Im allgemeinen verwendet man für kurze Verzögerungszeiten nicht einzelne Kapazitäten und Selbstinduktionen, sondern eine ganz normale abgeschirmte Leitung, die ja pro Längeneinheit eine bestimmte Kapazität und eine bestimmte Selbstinduktion hat. Ist die Kapazität pro Längeneinheit eines Kabels c, die Selbstinduktion pro Längeneinheit l, dann ist die Verzögerung pro Längeneinheit $\sqrt{l \cdot c}$. Auf diese Weise kann man Ereignisse registrieren, die in ganz bestimmten zeitlichen Abständen voneinander erfolgen. Durch Veränderung der Verzögerungsleitung kann man diesen Abstand beliebig einstellen. Auf diese Weise läßt sich zum Beispiel die Halbwertszeit für einen nach einem Betazerfall entstehenden angeregten Zustand direkt messen. Man leitet den vom Gammaquant registrierten Stoß direkt auf die Koinzidenzstufe, den vom Betateilchen registrierten über eine Verzögerungsleitung.

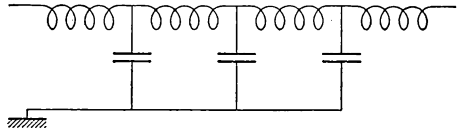


Abb. 115. Ersatzschaltbild einer Verzögerungsleitung.

Ein von *Rossi* entwickeltes Schaltschema für eine Koinzidenzstufe ist in Abb. 116 dargestellt. Die Gittervorspannung der mit dem Zähler verbundenen Verstärkerröhren ist so einreguliert, daß im Ruhezustand Anodenstrom fließen kann. Kommt ein negativer Impuls aus dem Zähler, so wird durch ihn das Gitter so stark negativ geladen, daß es den Strom sperrt. Wenn nur eine Röhre von mehreren sperrt, so ändert sich dadurch der Spannungsabfall im gemeinsamen Anodenwiderstand nur verhältnismäßig wenig. Erst wenn alle Röhren gleichzeitig sperren, tritt eine starke Spannungsänderung ein, die über einen Kondensator auf die angeschlossene Registriereinrichtung übertragen wird. Es lassen sich beliebig viele Zählrohre parallelschalten. Die Anlage spricht immer nur dann an, wenn alle Zähler gleichzeitig einen Impuls erhalten.

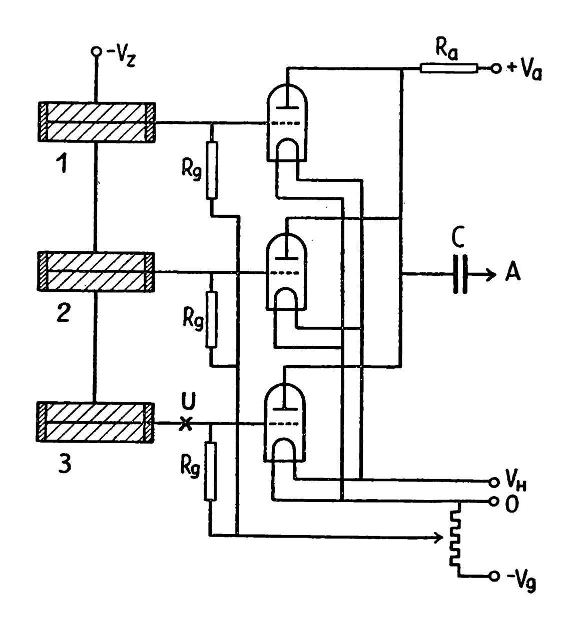


Abb. 116. Koinzidenzschaltung nach *Rossi*.

Für manche Zwecke ist es wünschenswert, neben Koinzidenzen auch Antikoinzidenzen zu registrieren, also Ereignisse, bei denen ein Zählrohr, oder auch mehrere, ansprechen, ein oder mehrere andere aber nicht. Zum Beispiel läßt sich der durch die

Höhenstrahlung bedingte Nulleffekt eines Zählrohrs dadurch sehr herunterdrükken, daß man über und unter dem eigentlichen Meßzählrohr einige weitere Zähler anbringt, die mit dem ersten durch eine Antikoinzidenzschaltung gekoppelt sind. Ein Höhenstrahlteilchen durchfliegt gewöhnlich mehrere Zählrohre gleichzeitig und wird daher nicht registriert. Durch entsprechende Abschirmung ist dafür gesorgt, daß die im Verhältnis zur Höhenstrahlung energiearme Betastrahlung nur den eigentlichen Meßzähler durchlaufen kann und dadurch gezählt wird. Das Schaltschema für eine Antikoinzidenzstufe erhält man, indem zwischen dem Zähler und der Mischstufe noch eine Umkehrstufe eingebaut wird, so wie es in Abb. 117 dargestellt ist. Dieses Schaltelement muß an der Stelle U in der Schaltskizze 116 eingesetzt werden.

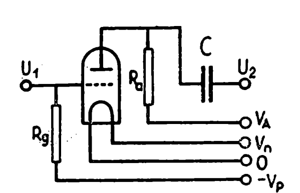


Abb. 117. Umkehrstufe zur Umwandlung der Koinzidenzschaltung in eine Anti-Koinzidenzschaltung.

Nicht ohne weiteres kann man die Koinzidenzmethode anwenden, wenn die registrierten Ereignisse durch einen gepulsten Teilchenbeschleuniger, zum Beispiel ein Betatron, ein Synchrotron oder ein Synchro-Zyklotron, ausgelöst werden. Ist η der Bruchteil der Zeit, in dem aus dem Beschleuniger ein Teilchenstrom austritt, so ist die Zahl der zufälligen Koinzidenzen $N_1 N_2 \tau/\eta$. Wenn η, wie das vielfach der Fall ist, in der Größenordnung $^1/_{1000}$ liegt, ist die Zahl der zufälligen Koinzidenzen und damit der Leereffekt also um einen Faktor in der Größenordnung 1000 vermehrt gegenüber der Zahl, die man mit einer stetig arbeitenden Maschine erhalten würde, zum Beispiel mit einem Bandgenerator.

§ 46. *Energiemessung aus Reichweite und Absorption*

Die sicherste Messung der Energie eines schnell bewegten geladenen Teilchens geschieht durch die Bestimmung des Krümmungsradius ρ seiner Bahn in einem Magnetfeld. Die Messung ergibt zunächst den Impuls gemäß der Formel

$$p = e\,B \cdot \rho, \tag{1}$$

wobei e die Ladung des Teilchens und B die magnetische Flußdichte bedeuten. Bei bekannter Ruhmasse m läßt sich hieraus die kinetische Energie E_k berechnen aus

$$E_k = \mathrm{c}\left(\sqrt{p^2 + m^2\mathrm{c}^2} - m\mathrm{c}\right). \tag{2}$$

Ist $p \ll m\mathrm{c}$, so ergibt sich aus (2) die bekannte nichtrelativistische Näherung

$$E_k = \frac{p^2}{2\,m}. \tag{3}$$

Wesentlich bequemer, wenn auch weniger genau, mißt man die Energie eines schnell bewegten Teilchens aus seiner Reichweite. Die Reichweite eines schnellen Einzelteilchens in einer bestimmten Substanz ist durch seine Energie mit verhältnismäßig guter Genauigkeit bestimmt, da das Teilchen seine Energie in sehr vielen

aufeinanderfolgenden Stößen an die Moleküle der durchlaufenen Materie abgibt. Neben der Ionisierung kommen auch nichtionisierende Stöße vor, die dem Teilchen durch Anregung oder Dissoziation Energie entziehen. In Luft hat man pro erzeugtes Ion einen durchschnittlichen Energieverlust von 35 eV (s. Tabelle auf S. 259).

Ein Teilchen erleidet also pro Million Elektronvolt Energieverlust rund 30000 ionisierende Stöße. Diese Zahl ist sehr groß, aber doch noch nicht groß genug, um kleine statistische Schwankungen vollkommen auszuschließen, insbesondere, da immer gelegentlich einmal Stöße vorkommen, bei denen verhältnismäßig viel Energie, in der Größenordnung 1000 eV, bei einem einzelnen Stoß übertragen wird. Daher wird die Reichweite von mehreren Teilchen, die mit genau gleicher Energie in einen Gasraum geschleudert werden, nicht für alle diese Teilchen genau gleich groß ausfallen, sondern ein klein wenig um einen Mittelwert streuen. Solche Effekte wurden vor allem mit Alphateilchen natürlich radioaktiver Präparate näher untersucht. Abb. 118 zeigt das Ergebnis einer derartigen Untersuchung, die von *I. Curie* und *Mercier* an Alphateilchen vom Radium C′ ausgeführt wurde. Bei dieser Untersuchung wurde gemessen, wie viele Alphateilchen nach Durchlaufen eines bestimmten Weges in Luft von der ursprünglichen Zahl noch vorhanden waren. Man sieht aus der Kurve, daß nach 6,70 cm Luftweg noch alle ursprünglich ausgesandten Alphateilchen vorhanden sind. Von da an nimmt die Zahl der Alphateilchen rasch ab, bis bei 7,00 cm praktisch kein Alphateilchen mehr nachweisbar ist. Die gestrichelte Kurve stellt den Differentialquotienten der ausgezogenen Kurve dar. Sie zeigt an, wieviel Alphateilchen gerade nach Durchlaufen der betreffenden Luftschicht ihre ganze Energie abgegeben haben. Man sieht deutlich, daß es eine statistische Verteilungskurve ist. Die steilste Stelle der ausgezogenen Kurve, also das Maximum der gestrichelten Kurve, gibt die sogenannte wahrscheinlichste Reichweite W an, sie ist in diesem Falle 6,87 cm. Bei praktischen Messungen rechnet man im allgemeinen nicht mit dieser wahrscheinlichsten Reichweite, sondern mit der sogenannten extrapolierten Reichweite, die man erhält, wenn man den „geradlinigen" Teil der Kurve bis zur Abszissenachse weiter verlängert, oder genauer ausgedrückt, wenn man die Tangente an den Wendepunkt dieser Kurve legt. Die extrapolierte Reichweite ist in dem angegebenen Beispiel 6,95 cm.

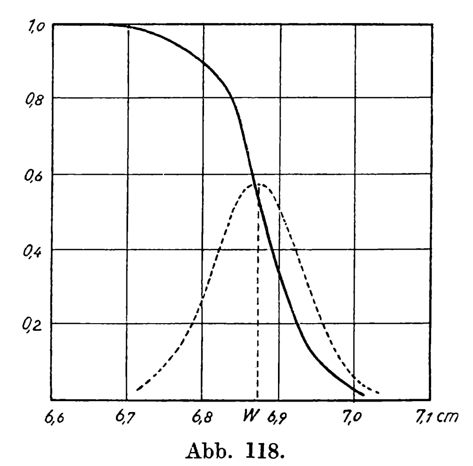


Abb. 118.
Reichweitenstreuung der Alphateilchen von Radium C′ (nach *I. Curie* und *Mercier*). Ausgezogene Kurve = noch vorhandener Teil der Alphateilchen; gestrichelte Kurve = Differentialquotient der ersten Kurve; W = wahrscheinlichste Reichweite.

Praktisch wird man in vielen Fällen nicht die Teilchenzahl messen, sondern die Ionisation auf einem kleinen Wegstück, zum Beispiel in einer dünnen Ionisationskammer. Man macht diese Messung gewöhnlich nicht bei Atmosphärendruck, wo die Bahnlängen verhältnismäßig kurz sind, sondern bei erheblich erniedrigtem Druck, so daß die Weglängen um einen entsprechenden Faktor vergrößert werden. Da die Zahl der pro Wegeinheit erzeugten Ionen stark von der Geschwindigkeit abhängt und bei verhältnismäßig kleinen Geschwindigkeiten ein Maximum erreicht, hat die Kurve, welche die Ionendichte in Abhängigkeit von der durchlaufenen Weglänge darstellt, kurz vor dem Ende der Reichweite ein ziemlich steiles Maximum. Man bezeichnet diese Kurve als *Bragg*sche Kurve. In Abb. 119 ist die *Bragg*sche Kurve für Luft dargestellt. Für andere Gase sehen die *Bragg*schen Kurven qualitativ ebenso aus, jedoch sind Anstieg und Lage des Maximums bisweilen merklich verschieden. Zur Feststellung der extrapolierten Reichweite nimmt man gewöhnlich den Schnittpunkt des verlängerten einigermaßen geradlinigen Abfalls der *Bragg*schen Kurve mit der Abszissen-

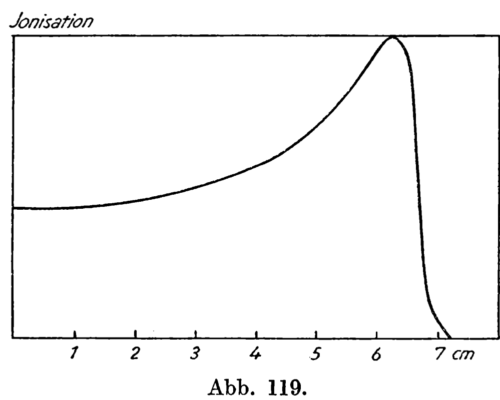


Abb. 119.
*Bragg*sche Kurve für Alphateilchen in Luft.

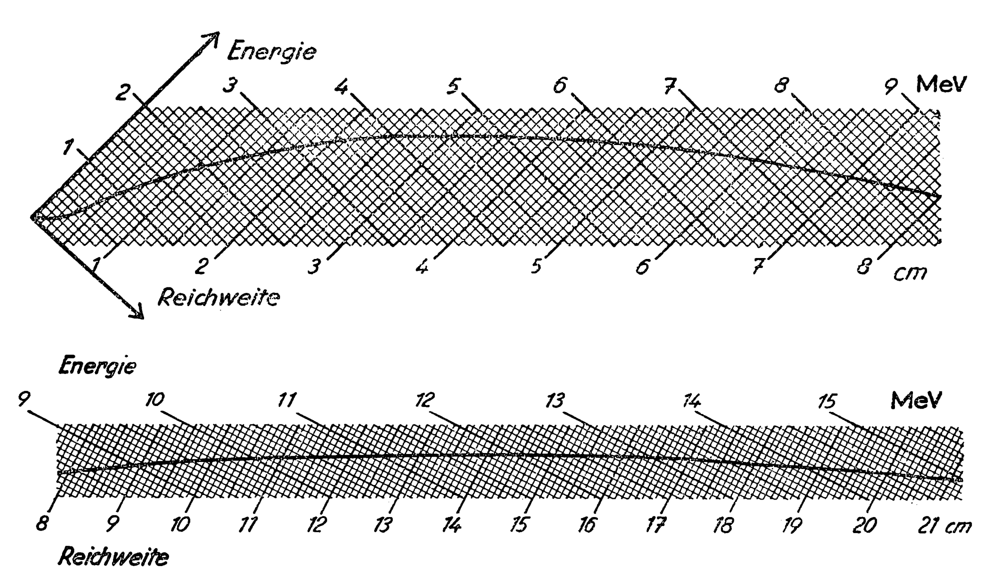


Abb. 120. Zusammenhang zwischen Energie und Reichweite für Alphateilchen (Luft von 760 mm Hg und 15° C).

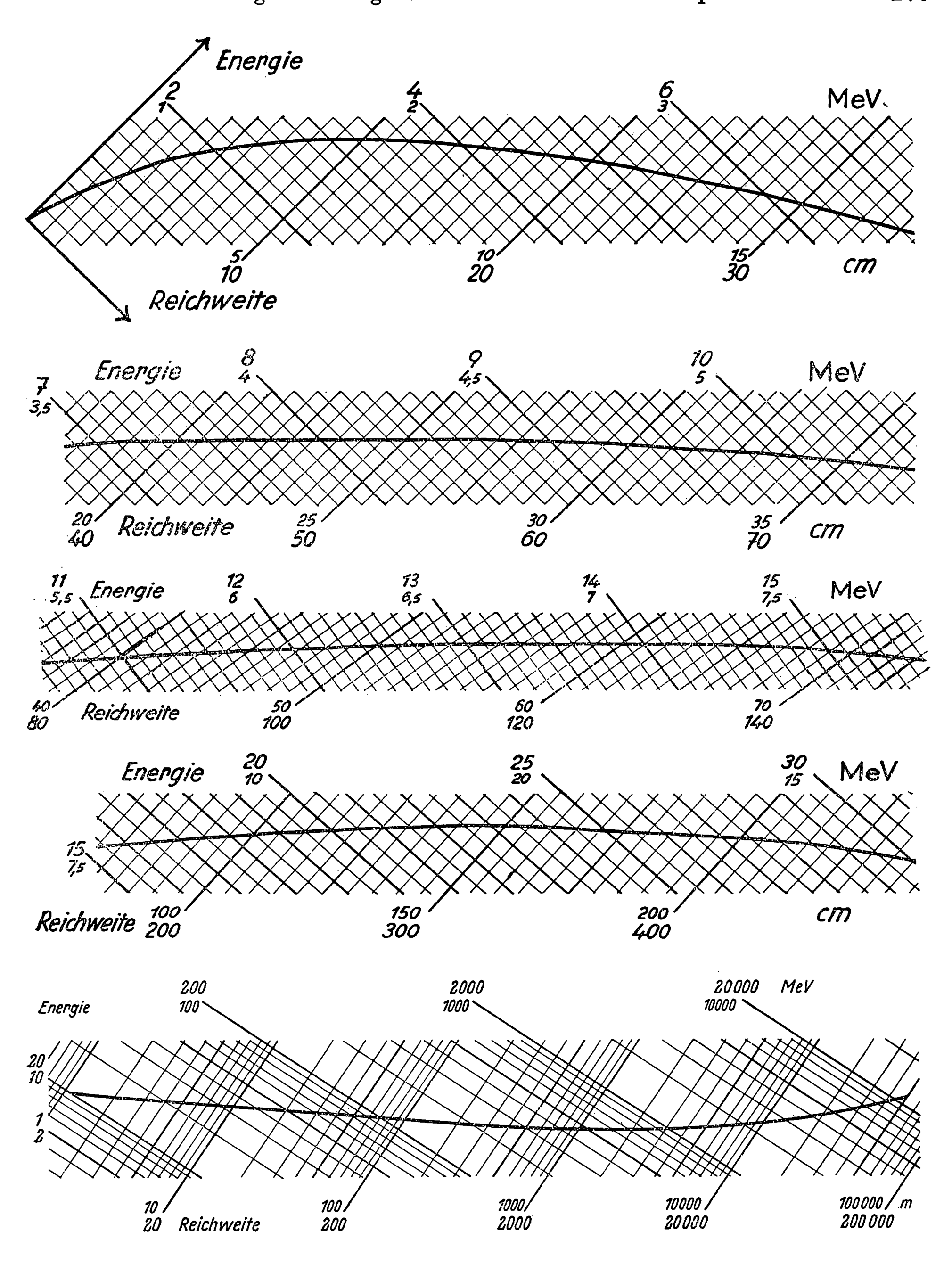


Abb. 121. Zusammenhang zwischen Energie und Reichweite für Wasserstoffteilchen (Luft von 760 mm Hg und 15° C). Die kleiner geschriebenen Zahlen beziehen sich auf Protonen, die größer geschriebenen auf Deuteronen.

achse. Die Unterschiede zwischen den so erhaltenen Werten und den aus der Teilchenzahl ermittelten Werten sind nur geringfügig, im allgemeinen wenige Promille.

Bei der Messung muß man darauf achten, daß man mit trockener Luft arbeitet. In wasserdampfhaltiger Luft erhält man zu große Reichweiten. Gerade für Luft sind die Beziehungen zwischen Energie und Reichweite experimentell sehr eingehend untersucht. Die experimentell ermittelten Zusammenhänge stimmen gut mit theoretischen Berechnungen von *Bethe* überein. In Abb. 120 ist durch eine Kurve die Abhängigkeit der Reichweite von der Energie schnell bewegter Heliumatome, also von Alphateilchen, in Luft dargestellt. Der Wendepunkt in der Kurve bei rund 600 keV ist darauf zurückzuführen, daß die noch verhältnismäßig langsam bewegten Alphateilchen einen beträchtlichen Teil ihrer Bahn nicht als doppelt ionisierte Heliumatome, sondern nur als einfach ionisierte durchlaufen und dabei dauernd Umladungen erleiden. Es ist üblich, alle Reichweitemessungen in Luft auf 760 mm Druck und 15° C umzurechnen. Abb. 121 zeigt die Energie-Reichweite-Beziehungen für schnelle Wasserstoffatome. Man kann die gleiche Kurve für Protonen und Deuteronen verwenden. Man muß nur für Deuteronen sowohl die Energie- als auch die Reichweitewerte gegenüber denen für Protonen mit einem Faktor 2 multiplizieren. Das kommt daher, daß ein Deuteron mit einer bestimmten Geschwindigkeit auf einem kleinen Wegstück genau soviel Energie abgibt wie ein Proton mit derselben Geschwindigkeit. Bei gleicher Geschwindigkeit hat das Deuteron aber die doppelte Energie und muß daher nach dem eben Gesagten auch genau die doppelte Reichweite haben.

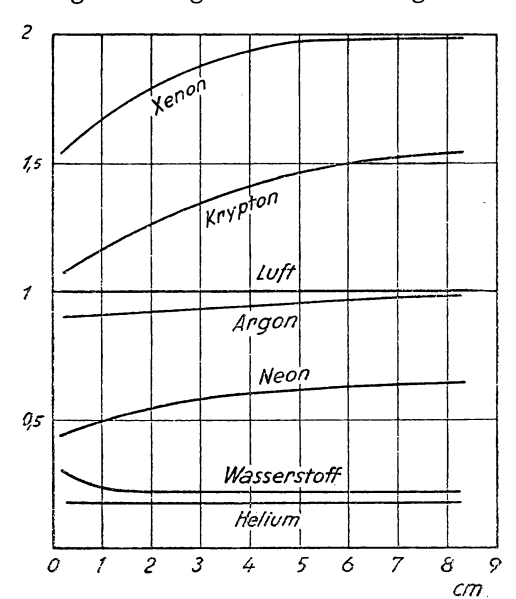


Abb. 122. Abhängigkeit des Luftäquivalents verschiedener Stoffe von der Teilchenenergie für Alphateilchen (nach *Gurney* und nach *Riezler* und *Rudloff*).

Für Energien oberhalb 1 MeV läßt sich die Reichweite für α-Teilchen R_α aus der für Protonen R_p berechnen nach der Formel

$$R_\alpha\,(E) = [0{,}993\; R_p\,(0{,}2518\,E) - 0{,}2]\ \text{cm}.$$

Die gleichen Kurven, die hier für Luft gegeben sind, kann man natürlich auch für alle möglichen anderen Substanzen durchmessen. Für gasförmige Stoffe wird man als Reichweite wieder die extrapolierte Bahnlänge bei 15° C und 760 mm Druck bezeichnen. In festen Substanzen gibt man analog zur Definition für Gase als Reichweite die Masse der Substanz pro Quadratzentimeter an, welche die durchfliegenden Teilchen gerade völlig abbremst. Bei groben Messungen kann man bei Verwendung irgendeiner anderen Substanz als Luft einfach sagen, eine bestimmte Schichtdicke

dieser Substanz ist einer bestimmten Luftdicke äquivalent. Bei genaueren Messungen kann man jedoch nicht mit einem einheitlichen Luftäquivalent für eine bestimmte Substanz rechnen, da das Luftäquivalent stark von der Geschwindigkeit abhängt. Aus Abb. 122 ist zu ersehen, wie sich das Luftäquivalent verschiedener Stoffe mit der Energie der Teilchen verändert. Im allgemeinen nimmt das Luftäquivalent für Stoffe, deren Atomgewicht kleiner ist als das von Luft, mit zunehmender Energie der durchgeschossenen Teilchen ab, für Stoffe mit größerem Atomgewicht dagegen zu.

Häufig gibt man zur Charakterisierung des Luftäquivalents einer bestimmten Substanz das atomare Bremsvermögen relativ zur Luft an. Für gasförmige Substanzen hat man dann einfach das Bremsvermögen der einzelnen Atome im Molekül zu addieren, um die benötigten Verhältniszahlen zu erhalten. Man beachte, daß sich die Werte auf ein angenommenes „Luftatom" beziehen, der Relativwert für das aus „Luftmolekülen" bestehende Gas Luft ist also 2. Bei festen Substanzen gibt man dagegen zweckmäßig an, welche Masse pro Quadratzentimeter einem Zentimeter Luftweglänge äquivalent ist. 1 cm^3 Gas enthält bei Atmosphärendruck und 15^0 C 1/23150 Mol. Ist das atomare Bremsvermögen für eine bestimmte Substanz relativ zu Luft B, so ist die Masse einer Schicht vom Atomgewicht A, die 1 cm Luftäquivalent hat, $2A/23150B = A/11575B$ g/cm^2; der Faktor 2 kommt daher, daß Luft zwei Atome im Molekül enthält. Wir erhalten zum Beispiel für Gold mit $A = 197$ und $B = 4{,}50$, daß die 1 cm Luft äquivalente Schicht 3,79 mg/cm^2 wiegt. Die folgenden Tabellen geben das Bremsvermögen für eine Reihe von Stoffen an. Zwischen den Messungen verschiedener Autoren bestehen allerdings nicht unbeträchtliche Abweichungen. Angenähert kann man rechnen, daß das atomare Bremsvermögen der Wurzel aus dem Atomgewicht des betreffenden Elements proportional ist; nämlich daß die Masse einer 1 cm Luft äquivalenten Schicht gleich $0{,}26 \times \sqrt{A}$ mg/cm^2 ist.

Bremsvermögen einiger fester Stoffe (für Alphateilchen von 6 cm Reichweite). Masse einer 1 cm Luft (760 Torr, 15^0 C) äquivalenten Schicht

Stoff	mg/cm^2
Aluminium	1,51
Kupfer	2,09
Silber	2,71
Gold	3,74
Glimmer	1,43

Bremsvermögen einiger gasförmiger Stoffe relativ zu Luft für Alphateilchen von 5 MeV

Stoff		Stoff	
Luft	1,00	A	0,963
H_2	0,213	Kr	1,468
He	0,176	Xe	1,918
N_2	0,985	CO_2	1,45
O_2	1,070	CF_4	2,64
Ne	0,600	SF_6	3,87

Atomares Bremsvermögen einiger Stoffe relativ zu Luft („Luftatom“ = 1; „Luftmolekül“ also 2!) für Alphateilchen von 5 MeV

$^1/_2$ H_2	0,21	Cu	2,57
He	0,35	Kr	2,93
Li	0,50	Ag	3,36
Ne	1,20	Xe	3,74
Al	1,50	Au	4,50
A	1,93	Pb	4,43

Bei den hohen Energien, wie sie in großen Teilchenbeschleunigern auftreten können, haben Protonen schon recht beträchtliche Reichweiten. So beträgt die Reichweite von Protonen von 600 MeV in Kupfer rund 25 cm.

Während Alphateilchen oder Wasserstoffteilchen gleicher Energie eine verhältnismäßig einheitliche Reichweite in Materie haben, nimmt die Anzahl von Gammaquanten, welche eine Materieschicht durchlaufen, kontinuierlich ab. Hat man homogene Gammastrahlung, so folgt die Schwächung des Gammastrahls beim Durchgang durch Materie einem Exponentialgesetz. Das Gammaquant gibt seine Energie nicht allmählich in sehr vielen Stößen ab wie ein korpuskulares Teilchen, sondern in einem einzigen Stoß, für den die Wahrscheinlichkeit in jedem Punkt der Bahn gleich groß ist. Der Anteil, der nach Durchlaufen eines Wegstückes s von der ursprünglichen Anzahl der Gammaquanten noch vorhanden ist, kann durch den Ausdruck $e^{-\mu s}$ dargestellt werden. Die Größe μ bezeichnet man als Schwächungskoeffizienten. μ hängt von der Härte, das heißt von der Energie der Gammastrahlung und von der Art der durchlaufenen Materie, ab. Da als Absorber in den meisten Fällen feste Körper verwendet werden, ist es im allgemeinen zweckmäßig, an Stelle der Schichtdicke die mit größerer Genauigkeit meßbare Masse pro Quadratzentimeter anzugeben. Hat das Absorberblech eine Flächendichte von G g/cm², so ist der dadurch verursachte Schwächungsfaktor $e^{-\frac{\mu}{\rho}G}$, wobei ρ die Dichte der betreffenden Substanz ist. Die Größe μ/ρ bezeichnet man als Massenabsorptionskoeffizienten, den man gewöhnlich in Quadratzentimeter pro Gramm angibt.

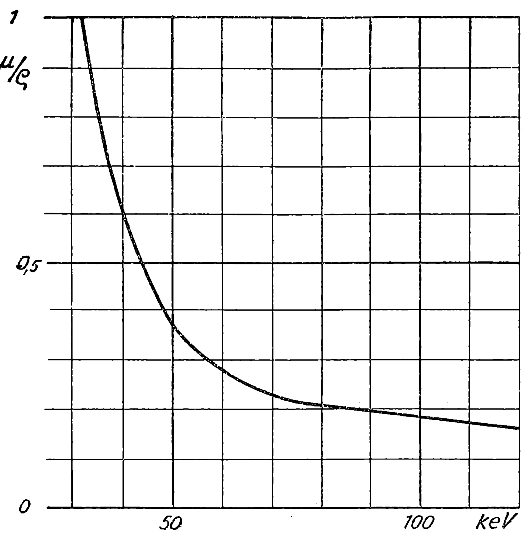


Abb. 123. Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Aluminium in cm²/g.

Die Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Energie der Gammastrahlung und von der

Art der durchlaufenen Materie ist besonders für weichere Gammastrahlung verhältnismäßig kompliziert. Die Schwächung der Gammastrahlung beim Durchgang durch Materie erfolgt im wesentlichen durch drei Effekte, durch die photoelektrische Absorption, durch die *Compton*sche Streuung und für hohe Energien durch die Paarbildung. Die photoelektrische Absorption besteht darin, daß das Quant seine ganze Energie an ein zunächst im Atom gebundenes Elektron abgibt, die Impulsdifferenz wird auf das getroffene Atom übertragen. Im allgemeinen nimmt der photoelektrische Absorptionskoeffizient für zunehmende Wellenlänge ab (Abb. 123 und 124). Erreicht jedoch die Energie bestimmte, für jedes Element charakteristische Absorptionsgrenzen, so springt der Absorptionskoeffizient an dieser Stelle auf ein Mehrfaches seines Wertes (Abb. 125). Diejenige Absorptionskante eines Elements, welche der höchsten Energie entspricht, nennt man die K-Kante. Die zugehörige Frequenz, also die durch das *Planck*sche Wirkungsquantum geteilte Quantenenergie ist aus Abb. 1, S. 15, abzulesen. Ist man genügend weit oberhalb der K-Kante, so fällt der photoelektrische Absorptionskoeffizient etwa mit der 3,5ten Potenz der Energie ab und nimmt etwa mit der fünften Potenz der Kernladung des durchstrahlten Stoffes zu.

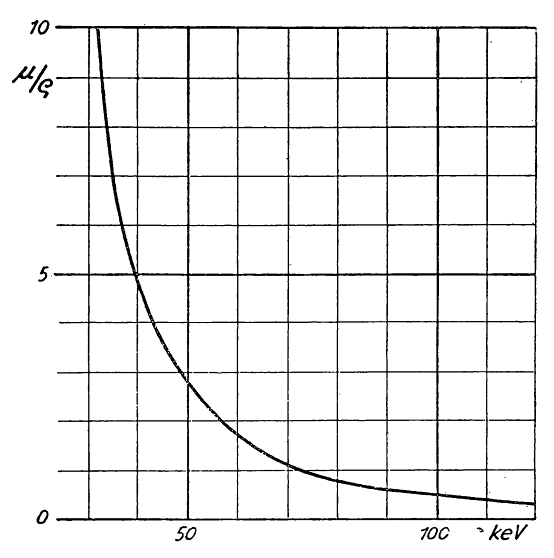


Abb. 124. Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Kupfer in cm²/g.

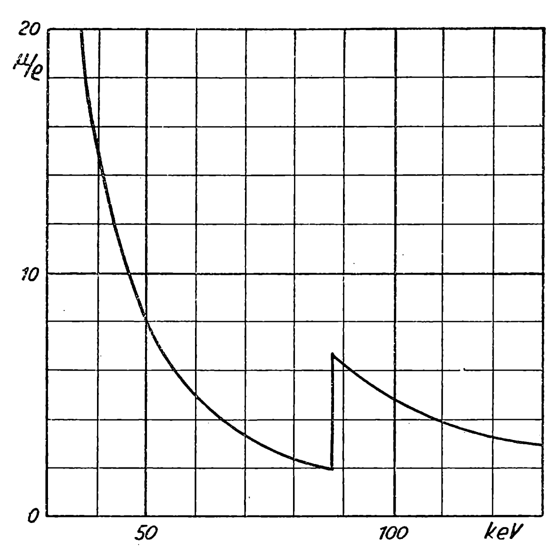


Abb. 125. Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei in cm²/g.

Für höhere Quantenenergien überwiegt die elastische Streuung der Quanten an den Elektronen der durchstrahlten Substanz, der sogenannte *Compton*-Effekt, den

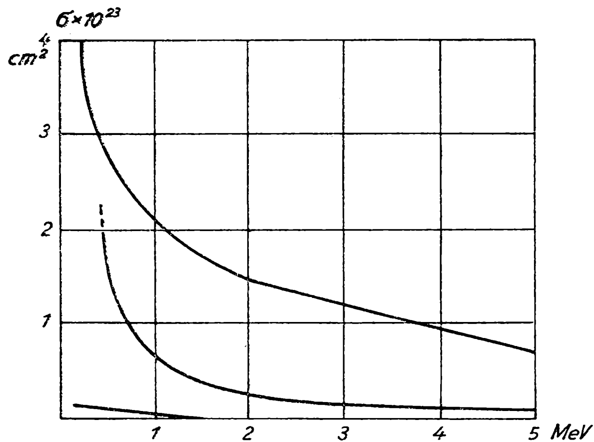


Abb. 126. Streuquerschnitt für Photonen pro Elektron. Obere Kurve = Streuquerschnitt; mittlere Kurve = Photoabsorptionsquerschnitt in Blei; untere Kurve = Photoabsorptionsquerschnitt in Kupfer.

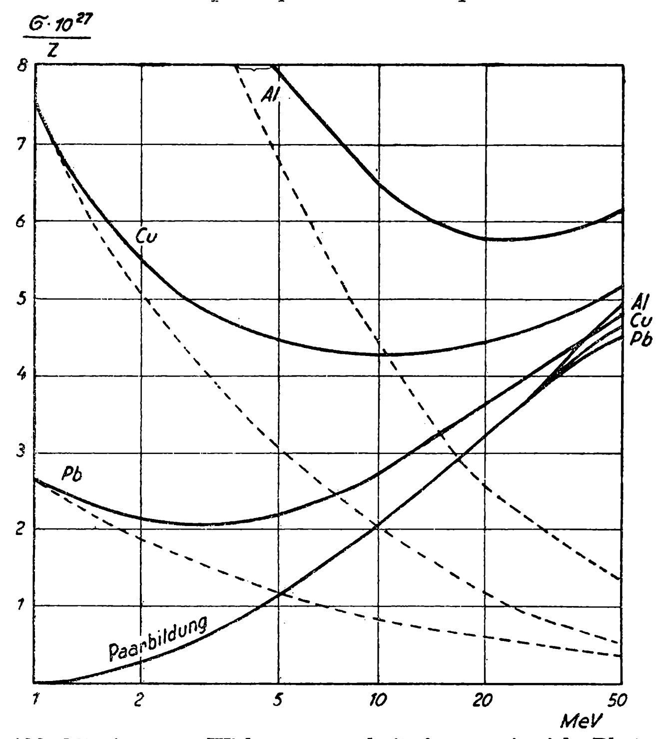


Abb. 127. Atomarer Wirkungsquerschnitt für energiereiche Photonen in Aluminium, Kupfer und Blei. Gestrichelte Kurven = Streuquerschnitt; ausgezogene Kurven = totaler Wirkungsquerschnitt (= Streuquerschnitt + Paarbildungsquerschnitt).

photoelektrischen Effekt. Abb. 126 zeigt den Streuquerschnitt pro Elektron der durchstrahlten Substanz; der Querschnitt für die Photoabsorption ist zum Vergleich miteingezeichnet. Den Schwächungskoeffizienten beziehungsweise Massenabsorptionskoeffizienten erhält man aus dem Wirkungsquerschnitt pro Elektron, wenn man diesen mit der Zahl der Elektronen im Kubikzentimeter beziehungsweise im Gramm der durchstrahlten Substanz multipliziert.

Für Energien, die wesentlich über 1 MeV liegen, trägt in erster Linie die Paarbildung zur Schwächung bei, also der Effekt, daß sich das Strahlungsquant in Gegenwart von Materie in ein Elektron und ein Positron verwandelt (siehe § 24). Die Wahrscheinlichkeit für die Paarbildung nimmt mit zunehmender Quantenenergie zu, daher wird das Durchdringungsvermögen energiereicher Quantenstrahlung mit zunehmender Energie wieder kleiner. Das Minimum des Schwächungskoeffizienten liegt für Aluminium etwa bei 20 MeV, für Kupfer bei 10 MeV, für Blei schon bei 3 MeV. Abb. 127 zeigt

den Verlauf des atomaren Schwächungskoeffizienten für hohe Quantenenergien, aufgeteilt in seine Summanden, den Streuquerschnitt und den Querschnitt für die Paarbildung. Der photoelektrische Absorptionsquerschnitt spielt bei diesen hohen Energien keine wesentliche Rolle mehr.

Die Gammastrahlung der meisten radioaktiven Substanzen liegt in dem Bereich, in dem die Schwächung durch den Compton-Effekt die durch Photoeffekt oder Paarbildung weit überwiegt. Die Schwächung hängt daher nur von der Zahl der Elektronen in der Volumeneinheit der durchstrahlten Materie ab, und diese ist wieder in guter Näherung der Dichte proportional. Die gleiche Masse pro Flächeneinheit der Abschirmung bringt daher immer angenähert den gleichen Effekt, unabhängig von der Art des durchstrahlten Materials. Das wirtschaftlichste Abschirmmaterial ist daher immer das, welches den niedrigsten Preis pro Kilogramm hat. Nur wo es auf Raumersparnis ankommt, was in Meßapparaturen nicht selten ist, legt man auch noch auf eine möglichst dünne Abschirmung Wert und wählt daher Stoffe hoher Dichte, insbesondere Eisen. Blei bietet diesem gegenüber nur geringe Vorteile und ist erheblich teurer.

Durch den Compton-Effekt wird das Gammaquant nicht vernichtet wie durch Photoeffekt oder Paarbildung, es verliert nur an Energie. Da die energieärmeren Quanten aber bei nicht allzu hohen Energien schneller absorbiert werden als die energiereichen, wird ein Strahl aus ihnen entsprechend schneller geschwächt. Sie spielen daher für die Intensität der durchgelassenen Strahlung bei nicht allzu großer Schichtdicke keine entscheidende Rolle mehr. Man berücksichtigt sie, indem man die Formel (5) ergänzt zu

$$I = I_0\, e^{-\mu x}\, B(\mu x). \tag{6}$$

Den Faktor B bezeichnet man gewöhnlich als Aufbaufaktor. Einige von *Fano* berechnete Werte sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Dosisaufbaufaktoren $B(\mu x)$, definiert als Gesamtdosis/Dosis der noch durchgelassenen Primärstrahlung (nach Fano)

μx	Absorber	Wasser			Aluminium			Eisen			Blei		
	Energie (MeV)	0,5	2	10	0,5	2	10	0,5	2	10	0,5	2	10
2		5,14	2,77	1,63	4,24	2,61	1,55	3,09	2,38	1,42	1,42	1,76	1,23
4		14,3	4,88	2,22	9,47	4,62	2,12	5,98	4,08	1,95	1,69	2,51	1,58
10		77,6	12,4	3,82	38,9	11,9	3,96	19,23	10,47	4,35	2,27	4,84	4,34

Für Elektronenstrahlen liegen die Absorptionsverhältnisse im Prinzip ähnlich wie für die schwere korpuskulare Strahlung. Auch das schnellfliegende Elektron gibt seine Energie durch viele aufeinanderfolgende Stöße allmählich an die bremsende Substanz ab. Jedoch besteht ein erheblicher Unterschied insofern, als bei Elektronen-

strahlung verhältnismäßig häufig durch den Stoß Streuung um merklich große Winkel eintritt, so daß die Bahn des Elektrons im allgemeinen nicht geradlinig ist, sondern viele mehr oder weniger starke Knicke aufweist. Nimmt man die Bahnspur in einer Nebelkammer auf, so kann man den tatsächlichen Weg des Elektrons ausmessen und so die wahre Reichweite feststellen.

Für praktische Absorptionsmessungen ist diese wahre Reichweite ohne Bedeutung. Hier definiert man in folgender Weise die sogenannte praktische Reichweite: Beobachtet man die Ionisationswirkung eines ursprünglich homogenen Elektronenstrahls hinter verschieden dicken Materieschichten, so findet man eine Abnahme der Ionisation mit der Schichtdicke, wie sie in Abb. 128 dargestellt ist. Man sieht, daß vor allem in leichteren Elementen ein beträchtlicher Teil der Absorptionskurve fast geradlinig verläuft. Der Wert, den man erhält, wenn man diesen geradlinigen Teil bis zur Abszissenachse verlängert, wird als die *praktische* Reichweite definiert. Diese praktische Reichweite kommt der in Abb. 130 dargestellten maximalen Energie für Betastrahlung ziemlich nahe.

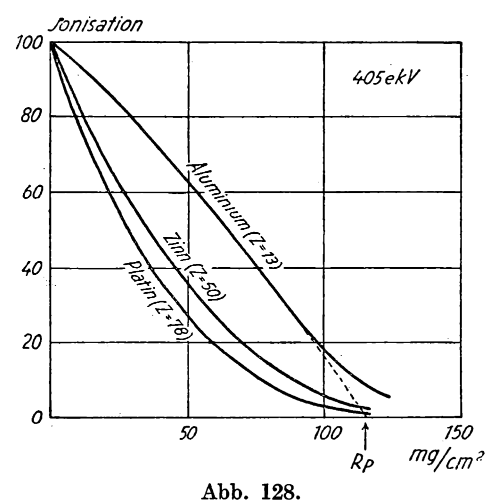


Abb. 128.
Ionisierung durch Elektronenstrahlen hinter Materie (nach *Varder*).
R_p = praktische Reichweite.

Neben der praktischen Reichweite wird noch der Begriff der *Grenzdicke* gebraucht. Unter Grenzdicke versteht man in der Praxis diejenige Schichtdicke, hinter der sich eben noch eine durchgelassene Strahlung nachweisen läßt. Die von *Lenard* gemessenen Grenzdicken liegen bei Aluminium durchschnittlich um 25% höher als die nach *Varder* bestimmten praktischen Reichweiten. Bei schwereren Substanzen sind diese Unterschiede im allgemeinen noch wesentlich größer. Vor allem ist bei den allerschwersten Stoffen die praktische Reichweite verhältnismäßig schlecht definiert, da die Absorptionskurven, wie wir aus Abb. 128 ersehen, keinen eindeutig geradlinigen Teil mehr aufweisen.

Mißt man die Betastrahlung eines radioaktiven Körpers durch Absorption, so tritt noch eine weitere Komplikation auf. Wie wir in § 15 gesehen haben, ist die aus dem Atomkern kommende Betastrahlung nicht eine homogene Elektronen- beziehungsweise Positronenstrahlung, sondern sie besteht aus Teilchen mit allen möglichen Energien bis zu einer bestimmten Höchstenergie. Macht man für eine solche Strahlung eine Absorptionsmessung mit Hilfe einer Ionisationskammer, so findet man normalerweise einen angenähert exponentiellen Abfall des gemessenen Ionisationsstroms mit zunehmender Schichtdicke des Absorbers. Man kann für eine derartige

Kurve einen einheitlichen Absorptionskoeffizienten bestimmen, und zwar gibt man gewöhnlich wie bei der analog verlaufenden Absorption der Gammastrahlung einen Massenabsorptionskoeffizienten μ/ρ der durchstrahlten Substanz für die Betastrahlung an. Die in Abb. 130 dargestellte Höchstreichweite für Betastrahlung stellt mit guter Annäherung den siebenfachen Massenabsorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Höchstenergie der Betastrahlung eines radioaktiven Körpers dar. Daß man angenähert einen exponentiellen Abfall erhält, hängt mit der zufälligen Geschwindigkeitsverteilung im normalen Betaspektrum zusammen. In vielen Fällen ist das Betaspektrum aber komplex, das heißt, nach der Betastrahlung kann der Kern entweder im Grundzustand oder auch in einem Anregungszustand bleiben. In diesen Fällen erhält man ein Betaspektrum, welches sich als Summe aus zwei oder mehreren einfachen Betaspektren mit verschiedenen Höchstenergien ergibt, wie eines in Abb. 25 auf S. 68 dargestellt ist. Dabei lassen sich keine definierten Werte für μ/ρ mehr feststellen, da der Abfall der Ionisation nicht mehr durch ein einfaches Exponentialgesetz darstellbar ist.

Mißt man den Abfall der Betastrahlung hinter Materie mit einem Zählrohr statt mit einer Ionisationskammer, so erhält man Kurven, die auch im Falle eines einfachen Betaspektrums nicht mehr durch ein Exponentialgesetz darstellbar sind, sondern allmählich immer steiler abfallen. Der Unterschied gegenüber dem Meßergebnis mit der Ionisationskammer kommt daher, daß auch die Elektronen, ebenso wie die schweren Teilchen, gegen Ende ihrer Bahn pro Wegeinheit immer mehr Ionen erzeugen. Die von einem Elektron pro Zentimeter Luft erzeugte Ionenzahl ist in den Abb. 129 a und b in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des Elektrons dargestellt.

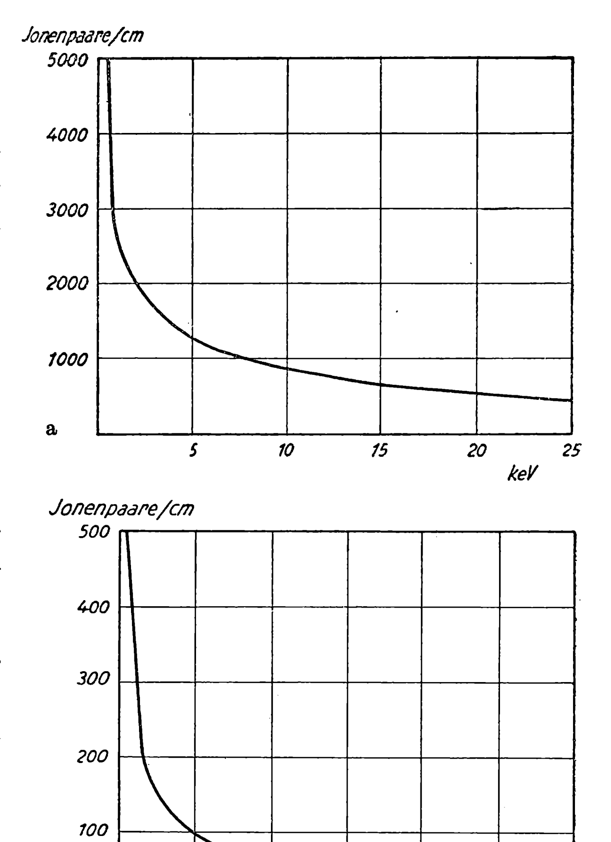


Abb. 129. Ionenerzeugung durch Elektronen in Normalluft.

Die Grenzdicke läßt sich für inhomogene Betastrahlung natürlich in der gleichen Weise definieren wie für homogene Elektronenstrahlung. Nur wird hier die genaue Messung dadurch erschwert, daß die durchgelassene Intensität mit steigender Absorberdicke schließlich sehr flach gegen Null geht. Hier zeigt sich, wie eben schon erwähnt, im allgemeinen zunächst ein angenähert exponentieller Abfall, der in der logarithmischen Darstellung durch eine Gerade wiedergegeben wird. Aus einer solchen Darstellung ist die Grenzdicke oder Höchstreichweite im allgemeinen gut reproduzierbar

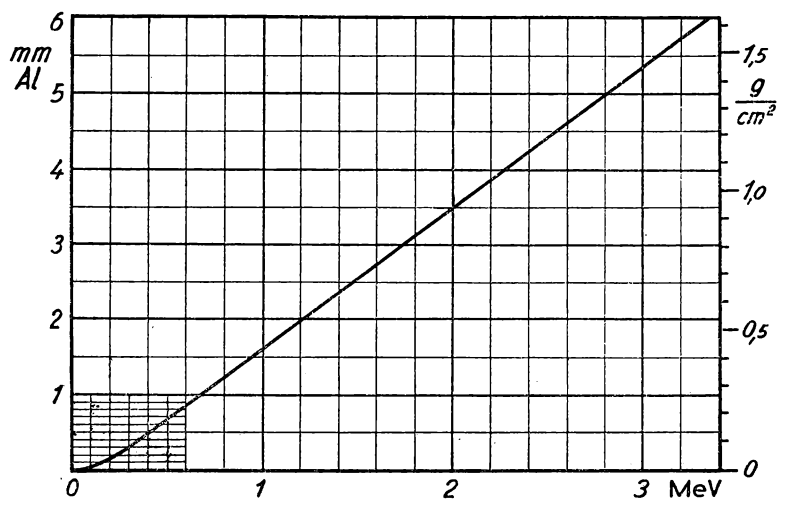


Abb. 130. Reichweite von β-Strahlung in Aluminium und anderen leichten Elementen.

abzulesen, wenn man den gewöhnlich vorhandenen Untergrund an Gammastrahlung oder störendem Leereffekt in entsprechender Weise in Rechnung setzt. *Feather* hat als erster eine empirische Formel angegeben, die den Zusammenhang zwischen der so bestimmten Höchstreichweite und der maximalen Energie eines Betastrahlers wiedergibt. Sie gilt für alle leichten Elemente als Absorber und für Maximalenergien, die über 0,7 MeV liegen. Ist R die so definierte Reichweite in g/cm² und E die Maximalenergie der Betastrahlung in MeV, so gilt

$$R = 0{,}511\,E - 0{,}091.$$

Oft ist die Umkehrformel bequemer

$$E = 1{,}96\,R + 0{,}18.$$

Die in der Formel stehenden Konstanten sind später durch Nachmessung verschiedener Autoren, auch von *Feather* selbst, mehrmals etwas abgeändert worden. Die Unterschiede sind zweifellos nicht nur auf die mangelhafte Meßgenauigkeit zurückzuführen, sondern auch darauf, daß die ganze Methode nur ein Näherungsverfahren darstellt, das zwar in der Praxis sehr gut brauchbar ist, dem aber doch prinzipielle Fehler anhaften, die Präzisionsmessungen unmöglich machen. Die nachfolgende Tabelle

gibt ein Bild, wie die Konstanten der zuerst angegebenen Gleichungen bei verschiedenen Autoren differieren:

Konstanten der *Feather*schen Formel: $R = aE - b$, nach verschiedenen Autoren:

	a	b
Feather I	0,511	0,091
Widdowson und *Champion*	0,536	0,165
Feather II	0,543	0,160
Bleuer und *Zünti*	0,571	0,161
Flammersfeld	0,526	0,110

Unterhalb von 0,7 MeV versagt die *Feather*sche Formel. Hier hat *Flammersfeld* auf Grund empirischer Daten eine quadratische Formel angegeben, die auch diesen Energiebereich unterhalb 0,7 MeV noch umfaßt:

$$E = 1{,}92 \sqrt{R^2 + 0{,}22\, R}$$

oder nach R aufgelöst:

$$R = \sqrt{0{,}271\, E^2 + 0{,}012} - 0{,}11\ [\sim 0{,}526\, E - 0{,}11].$$

Die Energie ist dabei wieder in Millionen Elektronvolt gemessen, die Reichweite in Gramm pro Quadratzentimeter.

Die Absorption der Betastrahlung in verschiedenen Substanzen ist der Flächendichte der Substanz ungefähr proportional. Die Absorption einer weichen Photonenstrahlung steigt dagegen mit einer verhältnismäßig hohen Potenz der Kernladung an. Daher wird eine Substanz mit sehr niedrigem Atomgewicht, also kleiner Kernladung, Elektronenstrahlung verhältnismäßig viel mehr schwächen als energiearme Gammastrahlung. Man kann durch Ausnutzung dieses Unterschiedes eine ziemlich weiche Gammastrahlung oder Röntgenstrahlung in Gegenwart von Betastrahlung noch gut messen, wenn man zwischen das radioaktive Präparat und das Zählrohr einen Absorber mit sehr kleinem Atomgewicht bringt. Besonders eignet sich dafür Beryllium, aber auch Graphit oder noch besser Polyäthylen oder Cellophan sind gut verwendbar und, wenn die Quantenstrahlung nicht allzu weich ist, auch Aluminium.

Bei hoher Energie geben die Elektronen beim Durchgang durch Materie ihre Energie zu einem großen Teil durch Bremsstrahlung ab. Schon bei 100 keV setzen die Elektronen beim Durchlaufen von Stoffen mit hoher Kernladung etwa 1% ihrer Energie als Bremsstrahlung in Röntgenstrahlung um. Dieser Prozentsatz steigt mit zunehmender Energie rasch an. Man bezeichnet diejenige Energie, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung dem durch ionisierende Stöße gleichkommt, als kritische Energie. Sie liegt für Wasserstoff bei 340 MeV, für Blei schon bei 6,9 MeV. Bei sehr hoher Energie erreicht der Massenabsorptionskoeffizient für Elektronen den Grenzwert 0,017 cm^2/g für Wasserstoff und 0,17 cm^2/g für Blei. Die erzeugten Gammaquanten erzeugen bei hoher Energie durch Paarbildung wieder neue Elektronen, die ihrerseits wieder Gammastrahlung anregen. Dies kann sich vielfach wiederholen. Man spricht dann von Schauerbildung. Bei der Berechnung der um einen Hochenergiebeschleuniger notwendigen Abschirmung spielt diese Schauerbildung eine ganz entscheidende Rolle.

IX. ANWENDUNGEN DER KERNPHYSIK

§ 47. *Möglichkeiten der Anwendung*

Nachdem wir einen gewissen Überblick über die Kernphysik gewonnen haben, wollen wir die Fragen anschneiden, wozu man die Kernphysik praktisch gebrauchen kann, und auf welchen anderen Wissensgebieten ihre Erkenntnisse nutzbringend anzuwenden sind. Neuerschlossene Zweige der Wissenschaft werden regelmäßig zunächst selber von reinen Wissenschaftlern erforscht. Erst wenn diese eine feste Grundlage geschaffen haben, kommen Vertreter der angewandten Wissenschaft und der Technik, um das neue Wissen für irgendwelche mehr oder weniger nützlichen Zwecke auszuwerten, die meist mit dem Forschungsgebiet an sich nichts mehr zu tun haben. Außerdem werden sich mit der Zeit auch Fachleute anderer reiner Wissenschaften für das neue Gebiet interessieren und Teile der dort gewonnenen Erkenntnisse auf ihr eigenes wissenschaftliches Fachgebiet übertragen. Durch die Anwendung des neuen Wissens wird dann häufig nicht nur ein Ersatz für schon Bekanntes geschaffen, sondern es ergeben sich völlig neuartige Möglichkeiten, die der auf dem neuen Gebiet Forschende in keiner Weise voraussehen konnte. Diesen interessieren die Anwendungen gewöhnlich erst in zweiter Linie, ja, er wird sie gerade in der heutigen Kernphysik mitunter als eine recht lästige Beigabe zu seiner reinen Forschertätigkeit betrachten. Denn er treibt seine Forschung um des Wissens selbst willen und ist vollkommen zufrieden, wenn es ihm gelingt, die menschliche Naturerkenntnis wieder um ein Stück zu bereichern. Und aus dieser Einstellung darf man ihm gewiß keinen Vorwurf machen, selbst wenn sie vielleicht gelegentlich eine gewisse Weltfremdheit zur Folge hat. Auch die Elektrizität war ja noch vor hundert Jahren eine reine Spielerei der Gelehrten. Hätten diese sich damals ihre Forschungsgebiete nicht um des Wissens selbst willen, sondern nach praktischen Gesichtspunkten im Hinblick auf mögliche Anwendungen ausgesucht, so hätten sie sich gar nicht mit Elektrizität beschäftigt, und die heutige Elektrotechnik wäre niemals entstanden.

Verschiedene derartige Möglichkeiten, die anderen Wissenschaften durch die neuen Ergebnisse der Kernphysik geboten worden sind, haben wir schon an den betreffenden Stellen im Buch erwähnt, zum Beispiel daß die Kernphysik für die Astronomie eine wichtige Rolle spielt, indem sie in befriedigender Weise die Energiequelle der strahlenden Gestirne aufgedeckt hat. Auch auf die den Chemiker interessierende Möglichkeit, auf kernphysikalischem Wege genaue Atomgewichtsbestimmungen zu machen, ist schon hingewiesen worden.

Die Festlegung des geologischen Zeitmaßes in absoluten Zeiteinheiten ist erst durch die radioaktive Altersbestimmung möglich geworden. Diese beruht darauf, daß man in dem Gestein, dessen Alter festgestellt werden soll, die vorhandene Menge eines natürlichen extrem langlebigen radioaktiven Elements und die Menge der aus ihm bereits entstandenen stabilen Folgeprodukte feststellt. Bei bekannter Zerfallsrate läßt sich daraus direkt das Alter bestimmen. Die Methode ist mit einer ganzen Reihe von verschiedenen radioaktiven Elementen und Folgeprodukten durchgeführt worden. Auf Einzelheiten werden wir gleich in einem eigenen Paragraphen eingehen.

Eine wichtige Anwendungsmöglichkeit ist die Herstellung und Verwendung künstlich radioaktiver Substanzen. Es liegt nahe, durch die künstlich radioaktiven Stoffe die bekannten natürlich radioaktiven zu ersetzen, die ja recht selten und daher teuer sind. Ein solcher Ersatz ist heute weitgehend möglich; die künstlich im Reaktor erzeugte Radioaktivität ist wesentlich billiger als die aus natürlichen Rohstoffen gewonnene. Sie ist heute in jeder verlangten Menge am Weltmarkt verfügbar. Die wesentliche Bedeutung der künstlichen Aktivität liegt aber gar nicht darin, daß sie einen Ersatz für etwas schon Bestehendes liefert, sie stellt in den meisten Fällen ein völlig neues Hilfsmittel dar, das Untersuchungen und Anwendungen erlaubt, die bisher noch in keiner Weise durchführbar waren. Besonders zu erwähnen ist die Verwendung der künstlich radioaktiven Stoffe als radioaktive Indikatoren. Man nutzt dabei die Tatsache aus, daß es möglich ist, zu fast allen Elementen radioaktive Isotope mit geeigneter Lebensdauer herzustellen, mit denen man bestimmte Stoffe für alle möglichen Zwecke „zeichnen" kann.

Man kann auch sonst die durch die Kernumwandlungen gegebenen Möglichkeiten in vielfacher Weise ausnutzen. Die Erzeugung stabiler Elemente durch Kernumwandlungen spielt dabei nur eine untergeordnete Rolle. Aber die künstliche Radioaktivität kann, auch abgesehen von der Indikatormethode, für viele Zwecke Verwendung finden. Für die medizinische Therapie ist die Herstellung spezieller radioaktiver Stoffe von nicht zu unterschätzender Bedeutung. Für verschiedenste Zwecke der Werkstoffprüfung werden Proben mit Beta- oder Gammastrahlen durchstrahlt. Wenigstens in speziellen Fällen kann man durch Aktivierung irgendeines Werkstückes eine zerstörungsfreie Analyse durchführen.

Wichtige Anwendungsmöglichkeiten bieten auch die durch Kernumwandlungen erzeugten Neutronenstrahlen, die sich beim Durchgang durch Materie völlig anders verhalten als Röntgenstrahlen. Man kann daher über den durchstrahlten Körper Aufschlüsse erhalten oder in ihm Wirkungen erzielen, die mit Röntgenstrahlen nicht zu erreichen wären.

In der Chemie hat sich die Radiochemie zu einem eigenen Fachgebiet entwickelt. Sie ist bereits so angewachsen, daß sie sich schon wieder in drei getrennte Teilgebiete aufgespalten hat. Die „klassische" Radiochemie, deren bekanntester Vertreter *Otto Hahn* ist, befaßt sich mit der chemischen Trennung und Analyse kleinster radio-

aktiver Substanzmengen, die im allgemeinen praktisch „gewichtslos" sind. Durch solche Methoden ist zum Beispiel der Effekt der Uranspaltung entdeckt worden.

Eine zweite Art von Radiochemie beschäftigt sich mit den chemischen Vorgängen, die unter dem Einfluß sehr intensiver ionisierender Strahlungen erfolgen. Durch diese werden in großer Menge chemische Radikale gebildet, die sonst nicht auftreten und neuartige Synthesen erlauben. Sehr starke Strahlungsquellen stehen heute im Überfluß in Form ausgebrannter Brennstoffelemente zur Verfügung. Das Gebiet steht noch in den Anfängen, aber es ist durchaus möglich, daß bald großchemische Verfahren nach dieser Methode besonders wirtschaftlich gestaltet werden können. Viele organische Stoffe werden durch starke Strahlung verändert. So kann man zum Beispiel durch eine Strahlungsdosis von 10^6 bis 10^7 r den Schmelzpunkt von Polyäthylen durch die sich bildenden Vernetzungen auf mehr als 100^0 C bringen, so daß man daraus gefertigte Geräte auskochen kann, ohne daß sie erweichen.

Ein drittes Gebiet der Radiochemie beschäftigt sich mit der Verarbeitung von sehr stark radioaktivem Material, wie es zum Beispiel die ausgebrannten Brennstoffelemente aus einem Reaktor darstellen. Die Methoden unterscheiden sich wesentlich von denen, die zur Behandlung inaktiver Substanzen dienen. Durch die starke Strahlung und die mit ihr verbundene Ionisierung muß mit einer Veränderung des Reaktionsablaufs gerechnet werden. Wegen der starken Strahlungsdosen müssen alle Reaktionen telekinetisch gesteuert werden, und es ist eine große Reihe von besonderen Schutzmaßnahmen erforderlich, die eine Gefährdung der im Betrieb Beschäftigten und der Umgebung durch radioaktive Substanzen verhindern.

Vollkommen neuartige Anwendungsgebiete in gutem wie in bösem Sinn ergeben sich aus der Möglichkeit, durch Kernumwandlung aus verhältnismäßig geringer Materiemenge ungeheuer große Energiemengen frei zu machen. Die pro Masseneinheit durch Kernprozesse heute erzeugbare Energiemenge ist größenordnungsmäßig eine Million mal so groß wie die nach den bisher bekannten, insbesondere nach chemischen Methoden aus der gleichen Materiemenge erzeugten Energiebeträge. Speziell auf diesen Punkt, der nicht nur für den Wissenschaftler oder gar nur den Physiker, sondern für die gesamte Menschheit von größter Bedeutung ist, werden wir im letzten Paragraphen näher eingehen. Vorher seien noch die übrigen Anwendungsmethoden im einzelnen beschrieben.

§ 48. *Die Indikatormethode*

Durch die Methoden der Kernphysik ist es möglich, zu allen Elementen radioaktive Isotope herzustellen. Soweit die Halbwertszeit dieser neuen Isotope nicht allzu kurz ist, kann man sie als sogenannte radioaktive Indikatoren verwenden. Gerade dieses Anwendungsgebiet findet in rasch zunehmendem Maße in allen Gebieten der Naturwissenschaft und Technik mit großem Erfolg Eingang. Es stellt in den meisten Fällen eine völlig neuartige Untersuchungsmethode dar und bringt deswegen

auch ganz neuartige Ergebnisse. Die Methode gibt Aufschlüsse über Dinge, denen man mit den bisherigen Methoden der Wissenschaft nicht beikommen konnte. Die bis heute wichtigsten Anwendungen liegen auf den Gebieten der Chemie, der Biologie und der Medizin. Jedoch sind auch sonstige technologische Anwendungen bekannt.

Bevor wir auf Einzelheiten eingehen, soll allgemein die Methode beschrieben werden, die schon 1913 durch *G. v. Hevesy* mit natürlich radioaktiven Bleiisotopen, insbesondere mit Radium D und Thorium B, entwickelt worden war. Bringt man zwei Stoffe, die das gleiche Element enthalten, so zusammen, daß sich die einzelnen Bestandteile wechselseitig austauschen können, und trennt sie dann wieder auf irgendeine Weise, so kann man im allgemeinen nicht mehr unterscheiden, ob die Atome in einer bestimmten Probe ursprünglich dem Stoff 1 oder dem Stoff 2 angehört haben. Für viele Zwecke wäre aber, wie wir nachher sehen werden, eine solche Unterscheidung sehr erwünscht. Diese kann dadurch erreicht werden, daß man das Element, das einen interessiert, in einem der beiden Ausgangsstoffe sozusagen zeichnet, indem man ihm ein radioaktives Isotop als Indikator beimengt. Solange das radioaktive Atom nicht zerfallen ist, verhält es sich ganz so wie ein gewöhnliches Atom. Es wird also bei irgendwelchen Reaktionen genau den übrigen Atomen des gezeichneten Stoffes folgen. Bei der nachfolgenden Trennung kann man aber aus der beobachteten Strahlung leicht berechnen, wie viele radioaktive Atome sich in jedem Teil befinden, und kann so am Endprodukt feststellen, aus welchem der Anfangskörper die darin befindlichen Atome kommen. Es ist ähnlich, wie wenn man aus einem Vogelschwarm einzelne Individuen beringt. Durch diese Kennzeichnung kann man zu einem späteren Zeitpunkt wieder feststellen, ob eine dann beobachtete Gruppe von Vögeln ursprünglich dem bezeichneten Schwarm angehört hat. An Stelle der Beringung tritt hier die Kennzeichnung durch die Aktivierung einzelner Atome des in Frage stehenden Elements.

Neben der Zeichnung durch radioaktive Isotope kann man im Prinzip einen Stoff auch durch einzelne abgesonderte stabile Isotope zeichnen. Diese Methode wird beim Wasserstoff vielfach angewandt, wo man als Indikator den schweren Wasserstoff, das Deuterium, verwendet. Doch ist im Falle der Verwendung stabiler Isotope der Nachweis des gezeichneten Stoffes im Endprodukt wesentlich mühsamer. Im Falle des Wasserstoffs, wo das Gewichtsverhältnis der beiden Isotope 1 : 2 ist, kommt man häufig noch mit einer exakten Wägung aus. In anderen Fällen ist man im allgemeinen darauf angewiesen, das Isotopenverhältnis der zu untersuchenden Proben im Massenspektrographen zu bestimmen, insbesondere bei der Verwendung von C^{13}, N^{15} und O^{18} als Indikatoren. Eine solche Messung erfordert unvergleichlich mehr Aufwand an Apparaten und vor allem an Zeit als die Messung der Aktivität, die für jede Probe nur einige Minuten in Anspruch nimmt. Bei manchen besonders wichtigen Elementen, insbesondere Stickstoff und Sauerstoff, ist die Verwendung der stabilen Isotope als Indikatoren jedoch nicht zu umgehen, weil hier geeignete radioaktive Isotope nicht zur Verfügung stehen. Bei Verwendung der reinen abgetrennten Isotope als Indi-

katoren in den eben genannten Ausgangsstoffen kann man mit einem Massenspektrographen die gezeichnete Substanz noch in folgenden Verdünnungen nachweisen: C^{13} 1 : 10000, N^{15} 1 : 30000, H^{2} 1 : 100000. Bei Verwendung radioaktiver Indikatoren dagegen kann die noch nachweisbare Verdünnung der Ausgangssubstanz in günstigen Fällen noch unter 1 : 1000000000 gehen.

Welche der in Tabelle V im Anhang angegebenen radioaktiven Isotope man in einem speziellen Falle verwenden kann, hängt von drei Faktoren ab: erstens welcher Apparat für die Aktivierung zur Verfügung steht; zweitens wieviel Zeit erforderlich ist, um den aktiven Körper vom Erzeugungsort bis zum Verarbeitungsort zu bringen, und drittens wieviel Zeit der Versuch selbst in Anspruch nimmt. Hat man nur kurzdauernde Versuche durchzuführen und befindet sich der Erzeugungsapparat in unmittelbarer Nähe des Versuchsorts, so kann man beispielsweise das radioaktive Kohlenstoffisotop C^{11} mit 20,4 Minuten Halbwertszeit verwenden; denn man kann davon sehr starke Präparate herstellen, so daß man auch nach 10 Halbwertszeiten, also wenn nur mehr ein Tausendstel der ursprünglichen Aktivität vorhanden ist, selbst in starker Verdünnung noch gut messen kann. Es stehen also 3 bis 4 Stunden für die Messung zur Verfügung. Für viele Untersuchungen, vor allem für die meisten biologischen Versuche, ist das natürlich viel zu wenig. Ein weiteres radioaktives Kohlenstoffisotop ist der langlebige Betastrahler C^{14} mit 5900 Jahren Halbwertszeit. Wegen der langen Halbwertszeit ist die Strahlung einer Probe regelmäßig gering. Es sind zahlreiche organische Verbindungen, in die C^{14} eingebaut ist, im Handel erhältlich. Das Arbeiten mit C^{14} ist etwas umständlich, da die Betastrahlung sehr weich ist und die Wand eines normalen Zählrohrs nicht mehr durchdringen kann. Man ist daher auf die Anwendung von Spezialzählrohren angewiesen. Die zu untersuchende Probe muß man in extrem dünner Schicht unter das Zählrohr bringen, oder man muß sie auf CO_2 verarbeiten und dieses in das Zählrohr einfüllen.

In der Zusammenstellung auf S. 302 sind einige besonders wichtige Elemente aufgeführt und dazu die als Indikatoren gut brauchbaren radioaktiven Isotope vermerkt. Günstig ist es, wenn durch die angewandte Erzeugungsmethode des radioaktiven Körpers nur ein radioaktives Isotop des betreffenden Elements entsteht. Bei vielen Bestrahlungen entstehen ja mehrere radioaktive Isotope des gleichen Elements mit verschiedenen Halbwertszeiten. Dies macht die Benutzung des Indikators zwar nicht unmöglich, erschwert aber die Auswertung. Am besten läßt man in diesem Falle einen Teil der aktiven Ausgangssubstanz als Vergleichspräparat zurück und kontrolliert an diesem genau den Abfall der Aktivität. Allerdings muß man darauf achten, daß sich keine langlebigen Aktivitäten anderer Elemente als Verunreinigungen in diesem Vergleichspräparat befinden, denn diese Verunreinigungen werden sich in dem untersuchten Körper meist völlig anders verteilen als das Hauptelement. In vielen Fällen werden neben einer Aktivität mit längerer Halbwertszeit eine oder mehrere mit kurzer Lebensdauer erzeugt. Das ist nicht störend, denn man kann mit dem Beginn der eigentlichen Versuche warten, bis die kurzlebigen Isotope praktisch zerfallen sind.

So ist z. B. das Kupferisotop Cu^{64} mit 12,8 Stunden Halbwertszeit ein sehr geeigneter Indikator. Stellt man dieses Isotop dadurch her, daß man Kupfer mit Neutronen oder Deuteronen bestrahlt, so entsteht gleichzeitig das weitere Kupferisotop Cu^{66} mit 5 Minuten Halbwertszeit. Wartet man nach der Bestrahlung etwa 2 Stunden, so ist das 5-Minuten-Isotop bis auf einen Rest von 0,2‰ abgefallen, während vom 12,8-Stunden-Isotop, das man für den Versuch verwenden will, nur etwa 5% verlorengegangen sind.

Bei der Bestrahlung entsteht der Indikator zunächst als Reinelement oder in irgendeiner einfachen, meist aber nicht genau definierten Verbindung, da durch die Kernumwandlungen sein ursprünglicher Molekülverband regelmäßig gesprengt wird. Will man den Indikator, was häufig der Fall ist, in einer bestimmten Verbindung verwenden, so muß man sich regelmäßig diese Verbindung erst nach der Bestrahlung aus der aktiven Substanz herstellen. Es ist nicht möglich, durch direkte Bestrahlung bestimmte Moleküle radioaktiv zu machen, denn durch den bei einer Kernumwandlung immer auftretenden Rückstoß wird das aktivierte Atom regelmäßig aus seinem Molekülverband herausgerissen. Die Herstellung einer bestimmten Verbindung, insbesondere einer komplizierten organischen Verbindung, die ein radioaktives Element im Molekül enthalten soll, ist daher in den meisten Fällen ein schwieriges, wenn nicht überhaupt unlösbares Problem. Bei verhältnismäßig kurzlebigen Indikatoren ist dabei sehr schnelles Arbeiten erforderlich. Trotzdem war es in speziellen Fällen möglich, sogar den aktiven Kohlenstoff mit nur 20,4 Minuten Halbwertszeit in komplizierte organische Verbindungen einzuführen, zum Beispiel in Zucker, dadurch, daß man ihn zunächst zu CO_2 oxydierte und die gezeichnete Kohlensäure von bestimmten Bakterien assimilieren ließ, wodurch der aktive Kohlenstoff in alle möglichen organischen Verbindungen überging.

Wird das benötigte radioaktive Isotop durch einen (n, γ)-Prozeß erzeugt, was bei fast allen im Reaktor hergestellten Isotopen der Fall ist, oder durch einen (d, p)-Prozeß, der im Zyklotron besonders hohe Ausbeute liefert, so ist das neugebildete Isotop immer mit einer sehr großen Menge inaktiver Isotope des gleichen Elements vermischt. Seine spezifische Aktivität, die gewöhnlich in Curie pro Gramm gemessen wird, ist also verhältnismäßig klein. Dies ist anders bei der Herstellung durch solche Prozesse, die auch die Kernladung verändern. Hier läßt sich der aktive Stoff praktisch „gewichtslos" abtrennen, was für viele Anwendungen sehr erwünscht ist.

Aber auch bei der Erzeugung durch (n, γ)-Prozesse gibt es in vielen Fällen eine Möglichkeit, gleich bei der Umwandlung eine Entmischung des neugebildeten Isotops von dem Hauptteil der inaktiven Substanz zu erreichen. Man verwendet das umzuwandelnde Element in Form einer chemischen Verbindung, aus der das getroffene Atom bei der Umwandlung durch den vom ausgesandten Gammaquant herrührenden Rückstoß herausgerissen wird. Wesentlich ist, daß zwischen den herausgerissenen Atomen und den unbeschädigten Molekülen nicht nachträglich ein Austausch stattfindet. Als erstes Beispiel dieser Art wurde von

Szillard und *Chalmers* Jod als Äthyljodid (C_2H_5J) untersucht. Hier wird das umgewandelte Jodatom aus dem Molekülverband herausgeschlagen und bleibt elementares Jod in Lösung. Dieses kann durch Adsorption an Kohle vom Äthyljodid getrennt werden. In ihm ist das aktive Isotop sehr stark angereichert. Zwar sind auch noch viele inaktive Jodatome dazwischen, welche durch andere Effekte, wie Stöße schneller durch Gammastrahlung ausgelöster Sekundärelektronen, aus dem Molekül getrennt wurden, doch ist die Konzentration der aktiven Atome außerordentlich erhöht. Man kann die spezifische Aktivität des Endprodukts durch ein derartiges Verfahren um 5 bis 6 Zehnerpotenzen erhöhen.

Wir wollen im folgenden einige spezielle typische Beispiele für die Anwendung von radioaktiven Indikatoren oder Indikatoren mit angereicherten Isotopen besprechen. Die Ausführungen sind in keiner Weise vollständig, denn die eigentlichen Probleme bei diesen Versuchen sind ja im allgemeinen gar keine physikalischen, sondern Probleme irgendeines ganz anderen Wissensgebietes. Eine vollständige Darstellung der betreffenden Versuche müßte gleichzeitig eine Einführung in die betreffende Wissenschaft sein. Die Absicht unserer Ausführungen ist es, an typischen Beispielen die Möglichkeiten der Anwendung aufzuzeigen. Eine enge Zusammenarbeit zwischen Physiker und Chemiker oder zwischen Physiker und Biologen erweist sich gerade bei der Anwendung der Indikatormethode als besonders fruchtbar.

Anwendungsbeispiele auf chemischem Gebiet. Die Indikatormethode wurde in der Chemie vor der Entdeckung der künstlichen Radioaktivität bereits mit natürlich radioaktiven Stoffen entwickelt. Die ersten derartigen Versuche haben *v. Hevesy* und *Paneth* im Jahre 1913 durchgeführt. Jedoch mußte man sich damals auf Untersuchungen mit Thallium, Blei und Wismut beschränken; von anderen Elementen standen keine aktiven Indikatoren zur Verfügung. Heute steht die Untersuchungsmethode dagegen für praktisch alle Elemente offen. Es sei ein Beispiel angeführt: Bei dem Thiosulfation ($S_2O_3^{\cdot\cdot}$) ist es nicht ohne weiteres klar, ob die beiden Schwefelatome im Molekül gleichwertig sind oder nicht. Man stellte nun ein Thiosulfat in der Weise her, daß man aus Sulfitionen und gezeichnetem — das heißt radioaktiv gemachtem — Schwefel ein radioaktives Thiosulfat erzeugte. Spaltete man das Thiosulfat durch Zusatz von Säure wieder in Sulfit und Schwefel auf, so zeigte sich, daß die Aktivität wieder vollständig an den Schwefel ging. Damit war erstens einwandfrei bewiesen, daß die beiden Schwefelatome im Thiosulfation nicht symmetrisch angeordnet sein können, und ferner, daß zwischen ihnen auch kein Austausch stattfindet. In ähnlicher Weise wurden an einer Reihe weiterer Stoffe unsichere Strukturen aufgeklärt, indem man zwischen zwei Möglichkeiten durch Beobachtung einer Aufspaltung unter Zuhilfenahme eines radioaktiven Indikators eindeutig entscheiden konnte. Ebenso wurde eine große Reihe von Austauschproblemen untersucht, denen man in anderer Weise gar nicht beikommen konnte.

Ähnliche Untersuchungen haben für direkte technische Anwendung erhebliche Bedeutung. Man kann zum Beispiel in einem gegenüber dem bisherigen wesentlich ab-

gekürzten Versuchsgang die Korrosion bestimmter Werkstücke unter vorgegebenen Bedingungen bestimmen. Der Abrieb von Autoreifen läßt sich schnell messen, wenn man dem Gummi radioaktiven Schwefel zusetzt. Ferner kann man die Diffusion im festen Zustand, die für metallkundliche Probleme außerordentlich wichtig ist, auf diese Weise leicht verfolgen. Eine derartige Untersuchung über die Selbstdiffusion von Blei machte *Seith* schon im Jahre 1929, indem er das radioaktive Bleiisotop Thorium B auf verschiedene Bleikörper brachte und dann feststellte, mit welcher Geschwindigkeit bei verschiedenen Temperaturen die Aktivität und damit das an der einen Seite des Probekörpers befindliche Blei in diesen eindrang. Durch Beimengung von radioaktivem Phosphor zu einer Eisenschmelze konnte man aus dem Vorhandensein von Aktivität in einzelnen entnommenen Stichproben sehr schnell feststellen, ob noch Phosphor in der Schmelze war oder ob er sich bereits als Phosphat an der Wand des Thomasofens niedergeschlagen hatte. Während man früher, um sicher zu gehen, die Schmelze immer einige Stunden länger flüssig halten mußte, als erfahrungsgemäß zur Entfernung des Phosphors nötig war, kann man heute innerhalb weniger Minuten feststellen, ob die Schmelze für das Ablassen reif ist, was Zeit und Kohle erspart.

Ein sehr wichtiges chemisches Anwendungsgebiet ist die quantitative Analyse. Hat man irgendeine Abtrennung mit Hilfe einer Fällung durchzuführen, was bei Gewichtsanalysen regelmäßig der Fall ist, so treten im allgemeinen folgende schwer kontrollierbare Fehlerquellen auf: Im Filtrat bleibt ein gewisser Teil der zu fällenden Substanz gelöst und mit dem Niederschlag wird ein Teil der Substanz, die in Lösung bleiben soll, mitgerissen. Die analytischen Methoden der Chemiker sind meist so ausgearbeitet, daß sich beim Einhalten einer bestimmten Analysenvorschrift diese beiden Fehler erfahrungsgemäß gerade aufheben. Die tatsächlichen Fehler kann man jetzt im einzelnen leicht dadurch kontrollieren, daß man der ursprünglichen Lösung eine kleine Menge gezeichneter Ionen von der Substanz, auf die untersucht werden soll, zuführt. Es läßt sich dann sofort feststellen, ob die Fällung vollständig war oder nicht, indem man prüft, ob sich im Filtrat noch Aktivität befindet. Ein Beispiel, wo diese Methode neue Ergebnisse gebracht hat, ist die Untersuchung der technisch wichtigen Trennung von Gold und Iridium, die *Erbacher* durchgeführt hat. Hier zeigte die Anwendung der Indikatormethode, daß die bisher angewandten Trennungen alle unvollständig waren; nach der Trennung enthielt das Gold immer noch etwas Iridium, das Iridium immer noch etwas Gold. Die beiden Mengen waren ungefähr gleich, so daß dieser Mangel bei den früheren, nur durch Wägungen kontrollierten Analysen nicht aufgefallen war.

Hier dient die Indikatormethode zur Prüfung von Analysenmethoden. Man kann sie aber auch direkt zur Durchführung einer quantitativen Analyse anwenden und dadurch in manchen Fällen viel Zeit sparen. Man fügt zu diesem Zweck der zu untersuchenden Probe eine kleine Menge des Elements, auf das untersucht werden soll, in Form eines radioaktiven Indikators bei, und zwar in der gleichen chemischen Form, in der es in der Probe bereits enthalten ist. Nach einer Fällung kann man ohne große

Schwierigkeiten feststellen, welcher Prozentsatz der ursprünglichen Aktivität im Filtrat zurückgeblieben ist, und auf diese Weise bereits durch eine unvollständige Fällung eine quantitative Analyse durchführen.

Anwendungsmöglichkeiten in Medizin und Biologie. In der medizinischen und biologischen Forschung spielt die Anwendung künstlich radioaktiver Indikatoren heute eine wichtige Rolle. Der radioaktive Indikator ist eine Sonde, mit dem man alle sonst schwer erforschbaren Stoffwechselvorgänge im Organismus ergründen kann. Eine ganze Reihe von alten Streitfragen ist durch Indikatorversuche eindeutig entschieden worden. Zum Beispiel war es lange Zeit umstritten, ob Pflanzen auch im Dunkeln imstande seien, Kohlenstoff aus der Kohlensäure der Luft zu assimilieren. Man brachte nun Pflanzen in eine Atmosphäre, die mit etwas gezeichneter Kohlensäure vermischt war. Die Zeichnung geschah bei den ersten Versuchen durch das radioaktive Kohlenstoffisotop C^{11} mit 20 Minuten Halbwertszeit. Nach verhältnismäßig kurzer Zeit konnte man in der Pflanze radioaktiven Kohlenstoff nachweisen. Es hatte also bereits im Dunkeln eine Aufnahme von Kohlenstoff aus dem Kohlendioxyd der Luft stattgefunden, die, wie man zeigen konnte, unabhängig vom Chlorophyllgehalt der Pflanze war. Es kam jedoch noch zu keiner vollständigen Assimilation. Die gespeicherten Kohlenstoffatome können, wie sich im weiteren Verlauf der Untersuchungen herausstellte, die später meist mit C^{14} durchgeführt wurden, erst bei Belichtung unter Wirkung des Chlorophylls in Kohlehydrat übergeführt werden.

Über den Stoffwechsel im tierischen Organismus wurde eine große Reihe von Versuchen mit zahlreichen Elementen durchgeführt. Als Beispiel für eine Untersuchung über die Verteilung eines bestimmten Stoffes im Organismus sei die beobachtete Verteilung von Radiokupfer im Körper von Hunden zu verschiedenen Zeiten nach der Injektion wiedergegeben. Die Versuchsergebnisse stammen von *Schubert* und Mitarbeitern. Sie wurden dadurch gewonnen, daß man den Hunden radioaktive Kupfersalze einspritzte, die Versuchstiere nach einer bestimmten Zeit tötete, sezierte, das Kupfer aus den einzelnen Organen aufarbeitete, ausfällte und auf seine Aktivität hin untersuchte. Man sieht aus der Darstellung in Abb. 131 das Verteilungsmuster des radioaktiven Kupfers im Körper der Versuchstiere verschiedene Zeiten nach der Injektion. Aus dem Vergleich der Werte für 10 Stunden und für 20 Stunden ist zu entnehmen, mit wie unterschiedlichen Geschwindigkeiten die Organe die zugeführte Substanz aufnehmen. Am langsamsten ist der Stoffwechsel im Gehirn, eine Beobachtung, die nicht nur bei Kupfer,

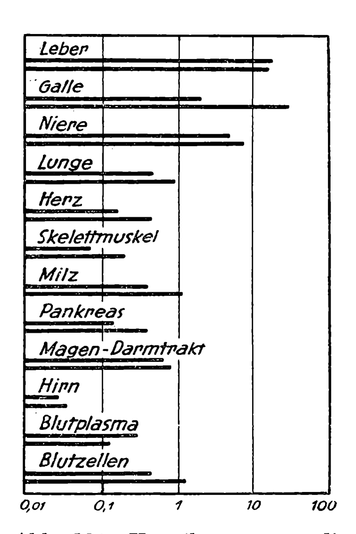


Abb. 131. Verteilung von radioaktivem Kupfer in den Organen von Hunden. Erster Wert 10 Stunden, zweiter Wert 20 Stunden nach Injektion.

sondern auch bei fast allen anderen Elementen festgestellt worden ist. Doch lassen sich auch hier die Verhältnisse quantitativ verfolgen. Versuche, die *Roeder* mit gezeichneten Phosphaten anstellte, zeigten sogar deutlich reproduzierbare Unterschiede zwischen einzelnen Hirnpartien. Aus der großen Reihe der Stoffwechseluntersuchungen sei zum Beispiel erwähnt, daß man durch Verwendung radioaktiver Stoffe den Kationenaustausch zwischen Pflanzenwurzeln und Humus genau verfolgen konnte. Dabei machte man die interessante Feststellung, daß nicht nur Kationen vom Erdreich in die Wurzel gehen, sondern daß auch umgekehrt die Wurzeln in den Humus wieder Kationen abgeben.

Wenn Untersuchungen über den Stoffwechsel möglich sind, muß es auch möglich sein, nach der gleichen Methode festzustellen, ob sich bei einem bestimmten Individuum der Stoffwechsel normal verhält oder ob ein krankhafter Stoffwechsel vorliegt. Ein besonders einleuchtendes Beispiel für eine derartige Untersuchung bildet der Stoffwechsel des Jods. Jod wird vom gesunden Organismus mit einer ganz bestimmten Geschwindigkeit in der Schilddrüse angereichert. Man hat den Verlauf dieser Anreicherung dadurch feststellen können, daß man einer Versuchsperson radioaktives Jod eingibt. Da das verwendete aktive Jodisotop J^{131} eine starke Gammastrahlung aussendet, läßt sich mit Hilfe eines am Hals befestigten Zählrohrs der Verlauf der Aktivität und so der Verlauf der Jodaufnahme in der Schilddrüse verfolgen. Die Methode stellt heute ein wichtiges Hilfsmittel der Diagnose dar.

Man kann durch Zeichnen mit radioaktiven Indikatoren den Verlauf eingegebener Medikamente und aufgenommener Gifte durch den Körper beobachten. Eingehendere Versuche über die Giftwirkung von Chlor und Arsen wurden schon verhältnismäßig früh von *Born* und *Timoféeff-Ressovsky* angestellt. Für weitere solche Untersuchungen war es wichtig, auch komplizierte organische Stoffe durch radioaktive Indikatoren zu zeichnen. Zum Beispiel konnte man ein Vitamin B_1 darstellen, das durch aktiven Schwefel gezeichnet war. *Born* und Mitarbeitern ist es sogar gelungen, ein gezeichnetes Tabakmosaikvirus herzustellen, indem sie die Tabakpflanzen, welche Träger des Virus waren, auf einem Boden wachsen ließen, der mit radioaktivem Phosphor getränkt war.

Gelegentlich werden folgende Einwände gegen die biologische Anwendung der Indikatormethode gebracht: Erstens, das radioaktive Isotop könnte sich im Körper anders verhalten als die inaktiven Isotope. Dazu ist zu bemerken, daß das radioaktive Isotop, solange es nicht strahlt, von einem inaktiven Isotop in keiner Weise unterschieden ist. Es würde also nur dann eine Verschiedenheit auftreten, wenn auch sonst im Körper eine Anreicherung oder Trennung von Isotopen stattfände. Dies ist im Falle des Wasserstoffs, wo der relative Massenunterschied der Isotope besonders groß ist, deutlich zu beobachten. Sonst finden im Körper nur ganz geringfügige Verschiebungen von Isotopenverhältnissen statt, wie man heute aus einer genauen massenspektroskopischen Analyse feststellen kann. Immerhin ergeben sich aus der exakten Messung der kleinen Verschiebungen selbst bisweilen wichtige Aufschlüsse.

So weiß man, daß das Isotopenverhältnis von C^{12} zu C^{13} in den Schalen gewisser Meerestiere merklich von der Temperatur abhängt, bei der die betreffenden Tiere leben. Eine genaue massenspektroskopische Analyse erlaubt daher eine Aussage, welches die Meerestemperatur zu den Lebzeiten dieser Tiere war. Die Methode ist vielfach angewandt worden und hat interessante Aufschlüsse gegeben. Alle diese Verschiebungen sind jedoch außer im Falle des Wasserstoffs so klein, daß sie die Anwendbarkeit der Indikatormethode nicht wesentlich beeinträchtigen.

Ein anderer Einwand gegen die Zuverlässigkeit der Indikatormethode wäre, daß die winzigen Mengen des beim Zerfall erzeugten neuen Elements einen besonderen Effekt im Körper hervorrufen. Dies ist jedoch nicht zu befürchten, denn die Menge der gezeichneten radioaktiven Atome im Vergleich zu den inaktiven ist ja außerordentlich klein. Man gibt im Durchschnitt ein markiertes Atom auf 10^{10} bis 10^{15} normale Atome, deren Weg durch den Organismus verfolgt werden soll.

Mehr Beachtung verdient der dritte Einwand, der sagt, durch die Strahlung der radioaktiven Substanz im Körper würde dessen Stoffwechsel beträchtlich beeinflußt, da ja radioaktive Strahlungen schon in verhältnismäßig schwacher Dosis eine beträchtliche Wirkung auf den Organismus haben. Dieser Einwand ist jedoch nur dann angebracht, wenn man für die Untersuchung unvernünftig große Mengen radioaktiver Substanz eingibt, die tatsächlich eine gewisse Schädigung im Organismus hervorrufen können. Vielfach rechnet man, daß eine Menge bis zu 200 μc pro Kilogramm Körpergewicht keine unmittelbar sichtbare Schädigung des Organismus hervorruft. Versuche haben ergeben, daß man beispielsweise bei einer Maus (Gewicht etwa 25 g) bis zu 8 μc Radiophosphor pro Versuchstier eingeben kann, ohne daß durch die Aktivität eine merkliche Stoffwechseländerung hervorgerufen wird. Immerhin dürfte es nötig sein, bei ganz bestimmten Untersuchungen die Dosis noch wesentlich niedriger zu halten. So wurde die Feststellung gemacht, daß durch Eingabe der 8 μc Radiophosphor bei der Maus bereits $30^0/_0$ der Chromosomen gebrochen werden. Tatsächlich genügt es nicht, eine bestimmte Menge in Mikrocurie festzulegen, denn die Energie der Strahlung und die Halbwertszeit, also die Dauer der wirksamen Bestrahlung, ist für jeden einzelnen Betastrahler wieder eine andere. Ein angenähertes Maß für die im Körper erzeugte Bestrahlungsdosis erhält man, wenn man die durch die betreffende radioaktive Substanz erzeugte Ionenzahl vergleicht mit der durch eine bestimmte Röntgendosis erzeugten Ionenzahl. Es ergibt sich die Faustregel, daß ein Betastrahler mit einer Halbwertszeit von t Stunden und einer Maximalenergie von E MeV bei einer Dosis von 1 mc/kg Körpergewicht und vollständigem Zerfall im Körper einer mittleren Strahlungsdosis von ungefähr $t \times E$ Röntgen entspricht.

Man muß weiter darauf achten, ob nicht an bestimmten Körperstellen starke Anreicherungen der Aktivität erfolgen, die dort eine entsprechend stärkere Bestrahlungsdosis zur Folge haben. Ob ein Einfluß der Aktivität vorliegt, kann man meist in der Weise prüfen, daß man verschiedenen Versuchstieren verschieden starke aktive Dosen eingibt, die möglichst in der gleichen Menge inaktiver Substanz ent-

halten sein sollen. Man kann dann feststellen, ob eine Abhängigkeit der Versuchsergebnisse von der Stärke der aktiven Dosis zu beobachten ist. Ist das nicht der Fall, so ist dies ein Beweis, daß die Aktivität als solche ohne Einfluß auf das Versuchsergebnis ist.

Indikatorsubstanzen. Zum Schluß seien einige Bemerkungen über die zweckmäßigsten Indikatoren für einige biologisch und technisch besonders wichtige Elemente gemacht.

Wasserstoff. Reiner schwerer Wasserstoff ($H^2 = D$) ist sowohl als Gas als auch in Form von schwerem Wasser erhältlich, ebenso das aktive Isotop H^3. Die Betastrahlung von H^3 ist jedoch extrem weich, so daß die Messung nur erfolgen kann, wenn man die zu untersuchende Substanz als Gas in das Zählrohr oder in die Ionisationskammer einfüllt, was technisch unbequem ist. Deswegen wird dieses Isotop als Indikator nur selten gebraucht, obwohl seine lange Lebensdauer von 12 Jahren für manche Versuche sehr zweckmäßig wäre. Bei den Wasserstoffisotopen ist wegen des großen relativen Massenunterschiedes immer darauf zu achten, ob nicht durch den Versuch selbst eine Änderung des Isotopenverhältnisses bewirkt wird.

Kohlenstoff. Als Indikatoren kommen C^{11} und C^{14} in Frage. Jedoch ist die Halbwertszeit von C^{11} mit nur 20,4 Minuten für die meisten Versuche zu kurz. Die Betastrahlung von C^{14} ist wegen ihrer geringen Energie sehr wenig durchdringend, was die Messungen mit diesem Isotop beträchtlich erschwert. Wir haben schon erwähnt, daß mit C^{14} gezeichnete organische Verbindungen im Handel sind.

Stickstoff. Das längstlebige aktive Isotop von Stickstoff N^{13} hat eine Halbwertszeit von 10 Minuten. Obwohl es durch verschiedene Reaktionen, vor allem durch $C^{12}(d, n)N^{13}$ mit sehr hoher Ausbeute herstellbar ist, kann man es infolge seiner kurzen Lebensdauer kaum als Indikator verwenden. Man benutzt hier das stabile Isotop N^{15}, dessen Messung allerdings eine massenspektroskopische Analyse erfordert.

Sauerstoff. Gerade zu diesem für die Chemie wie für die Biologie so ungeheuer wichtigen Element kennt man kein als Indikator geeignetes Isotop, denn das längstlebige radioaktive Sauerstoffisotop O^{15} hat nur eine Halbwertszeit von 2,1 Minuten. Man muß sich auch hier mit dem stabilen O^{18} behelfen. Hat man bei einer Untersuchung O^{18} in eine organische Verbindung eingeführt, so reduziert man zur Analyse diese Verbindung zweckmäßigerweise mit Wasserstoff zu Wasser, bringt dieses Wasser in Kontakt mit CO_2, wobei sich sehr schnell ein Gleichgewicht einstellt, und analysiert das so gewonnene Kohlendioxyd im Massenspektrographen.

Natrium. Sehr starke Aktivität gibt Na^{24} mit 15 Stunden Halbwertszeit. Ist für eine spezielle Untersuchung ein sehr langlebiges Natriumisotop erforderlich, so kann man auch Na^{22} mit rund 3 Jahren Halbwertszeit verwenden, das man allerdings nicht im Reaktor herstellen kann, sondern am besten mit Hilfe eines Zyklotrons durch $Mg^{24}(d, \alpha)Na^{22}$.

Magnesium. Magnesium hat zwar ein Isotop Mg^{28} mit 21,3 Stunden Halbwertszeit, das aber schwer herzustellen ist. Es wird daher von keiner Isotopenverteilungsstelle

angeboten. Alle anderen Magnesiumisotope haben für Indikatoruntersuchungen zu kurze Lebensdauern.

Phosphor. Das Isotop P^{32} mit 14,3 Tagen Halbwertszeit ist einer der idealsten Indikatoren. Daher ist mit diesem Isotop auch eine besonders große Zahl von Indikatoruntersuchungen durchgeführt worden. Es ist ein reiner Betastrahler ohne Gammastrahlung.

Schwefel. Der einzige brauchbare radioaktive Indikator für Schwefel ist S^{35} mit 88 Tagen Halbwertszeit; die Betastrahlung ist allerdings sehr weich, so daß der

Einige radioaktive Isotope für Indikatorzwecke

Element	Aktives Isotop	Halbwertszeit	Höchstenergie der Betastrahlung MeV	Gammastrahlung MeV	Wichtigste Reaktionen zur Herstellung
Wasserstoff .	$^{-}H^{3}$	12,3 a	0,018	—	$Li^{6}(n, \alpha)$
Kohlenstoff .	$^{+}C^{11}$	20,4 min	0,98	V.	$B^{10}(d, n)$; $B^{11}(p, n)$
	$^{-}C^{14}$	5900 a	0,14	—	$N^{14}(n, p)$
Stickstoff ...	$^{+}N^{13}$	10,1 min	1,18	V.; 0,285	$C^{12}(d, n)$; $N^{14}(\underline{n}, 2n)$
Sauerstoff ..	—				
Natrium	$^{-}Na^{24}$	15,0 h	1,4	0,8—5,3	$Na^{23}(d, p)$; $Na^{23}(n, \gamma)$; $Al^{27}(\underline{n}, \alpha)$
	$^{+}Na^{22}$	2,6 a	0,59	V., 1,3	$Mg^{24}(d, \alpha)$
Magnesium ..	$^{-}Mg^{27}$	10,0 min	1,8	0,88	$Mg^{26}(d, p)$; $Mg^{26}(n, \gamma)$; $Al^{27}(\underline{n}, p)$
Silizium	$^{-}Si^{31}$	157 min	1,8	—	$Si^{30}(d, p)$; $P^{31}(\underline{n}, p)$
Phosphor ...	$^{-}P^{32}$	14,3 d	1,7	—	$P^{31}(d, p)$; $P^{31}(n, \gamma)$; $S^{32}(\underline{n}, p)$
Schwefel	$^{-}S^{35}$	88 d	0,167	—	$Cl^{35}(n, p)$
Chlor	$^{-}Cl^{38}$	37,7 min	4,8	1,60; 2,15	$Cl^{37}(d, p)$; $Cl^{37}(n, \gamma)$
Kalium	$^{-}K^{42}$	12,5 h	3,84	1,51	$K^{41}(n, \gamma)$; $Sc^{45}(\underline{n}, \alpha)$
Kalzium	$^{-}Ca^{45}$	164 d	0,254		$Ca^{43}(n, \gamma)$; $Sc^{45}(\underline{n}, p)$
Mangan	$^{-}Mn^{56}$	2,58 h	2,8	0,8—2,13	$Mn^{55}(d, p)$; $Mn^{55}(n, \gamma)$; $Fe^{56}(\underline{n}, p)$
	$^{E}Mn^{54}$	290 d	—	0,83	$Fe^{56}(d, \alpha)$
Eisen	$^{-}Fe^{59}$	45 d	0,9	1,10; 1,28	$Fe^{58}(n, \gamma)$; $Co^{59}(\underline{n}, p)$
Kobalt	$^{+}Co^{55}$	18 h	1,5	0,85-3,25; V.	$Fe^{56}(d, n)$
Kupfer	$^{\pm}Cu^{64}$	12,8 h	0,6	V.	$Cu^{63}(d, p)$; $Cu^{63}(n, \gamma)$
Arsen	$^{\pm}As^{76}$	26,5 h	2,96	0,56—2,0	$As^{75}(d, p)$; $As^{75}(n, \gamma)$
Brom	$^{-}Br^{82}$	36 h	0,44	0,62	$Br^{81}(n, \gamma)$
Strontium ..	$^{-}Sr^{89}$	51 d	1,5	—	$Sr^{88}(n, \gamma)$
Molybdän ..	$^{-}Mo^{99}$	67 h	1,23	0,4	$Mo^{98}(n, \gamma)$
Silber	$^{-}Ag^{111}$	7,5 d	1,04	—	$Pd^{110}(d, n)$; $Pd^{110}(n, \gamma)\,^{-}Pd^{111}(26\ \text{min})\,\beta^{-}$
Jod	$^{-}J^{128}$	25,0 min	2,12	0,45—0,98	$J^{127}(n, \gamma)$
	$^{-}J^{131}$	8,0 d	0,61	0,36	$Te^{130}(d, n)$; $Te^{130}(n, \gamma)\,^{-}Te^{131}(25\ \text{min})\,\beta^{-}$
Wolfram ...	$^{-}W^{187}$	24 h	1,33	0,86	$W^{186}(n, \gamma)$
Gold	$^{-}Au^{198}$	67,8 h	0,96	0,4	$Au^{197}(n, \gamma)$

Indikator nur mit Spezialzählrohren nachgewiesen werden kann. Die zu untersuchende Substanz muß bei der Messung in extrem dünner Schicht liegen. Es ist daher meßtechnisch vorzuziehen, an den Schwefelpräparaten ebenso wie bei H^3 und C^{14} nicht die Gesamtaktivität, sondern die spezifische Aktivität der Probe zu messen.

Kalzium. Alle Kalziumisotope sind nur mit geringer Ausbeute herstellbar. Für Indikatorzwecke noch am besten geeignet ist Ca^{45} mit 164 Tagen Halbwertszeit. Die Betastrahlung von Ca^{45} ist sehr weich, was die Untersuchungen erschwert.

Eisen. Ein guter Indikator ist Fe^{59} mit 45 Tagen Halbwertszeit, das aber auch nur mit geringer Ausbeute herstellbar ist.

Jod. Das meist gebrauchte Isotop für Indikatoruntersuchungen ist J^{131} mit 8 Tagen Halbwertszeit. Daneben existiert noch ein Isotop mit 25 Minuten Halbwertszeit, das schon bei relativ schwachem verfügbarem Neutronenfluß (Radium-Beryllium-Präparat) mit guter Ausbeute herstellbar und durch ein *Szillard-Chalmers*-Verfahren (s. S. 296) anzureichern ist.

Die vorstehende Tabelle gibt die wichtigsten Herstellungsmöglichkeiten für einige radioaktive Indikatoren. Die Art der Radioaktivität des Indikators ist in der Tabelle durch — (Elektronenstrahlung), + (Positronenstrahlung) oder *E* (Elektroneneinfang) bezeichnet, *V.* bedeutet Vernichtungsstrahlung des Positrons (0,51 MeV).

Die wichtigste Erzeugungsmethode radioaktiver Isotope ist die Bestrahlung im Reaktor, jedoch lassen sich hier nur die durch Prozesse mit langsamen Neutronen entstehenden radioaktiven Isotope in größerer Menge erzeugen. In wesentlich kleinerer Menge entstehen auch noch solche Isotope, die nur durch schnelle Neutronen herstellbar sind. Alle Reaktionen, die durch geladene Teilchen ausgelöst werden, sind nur mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern, insbesondere von Zyklotrons, möglich. In der vorstehenden Tabelle ist in manchen Fällen neben der (n, γ)-Reaktion, die am besten im Reaktor geht, noch eine zweite Reaktion angegeben, die das betreffende Isotop frei von stabilen Isotopen des gleichen Elements, also praktisch gewichtslos liefert.

§ 49. *Weitere Anwendungen der Kernumwandlungen*

Die Indikatormethode ist wohl heute die wichtigste Anwendung der Kernumwandlungen, soweit man von der Energieerzeugung absieht. Es gibt daneben aber noch eine Reihe von weiteren Anwendungen, die im allgemeinen die künstliche Radioaktivität ausnutzen. Daß die Erzeugung stabiler Isotope, die natürlich durch Kernumwandlungen auch möglich ist, keine wesentliche Rolle spielt, kommt daher, daß die erzeugten Mengen gewichtsmäßig meist viel zu klein sind, um von Bedeutung zu sein. Ein mittelgroßes Zyklotron liefert pro Sekunde etwa 10^{12} Neutronen, von denen aber infolge ungünstiger Geometrie im allgemeinen nur wenige Prozent für Kernumwandlungen ausnutzbar sind. Man kann also damit rechnen, daß in günstigen Fällen in der Stunde größenordnungsmäßig 10^{14} Atome eines bestimmten Elements erzeugt werden. Das sind aber nur 10^{-10} Mol. Bei mittlerem Atomgewicht ist das rund

$^1/_{100}\,\gamma$, also eine unwägbare Menge. Ein Reaktor produziert wesentlich mehr, aber selbst in allergünstigsten Fällen höchstens die Größenordnung Gramm pro Megawattag erzeugter Energie, meist sehr viel weniger. Während die Verwendung künstlich erzeugter stabiler Stoffe bedeutungslos ist, spielen die künstlich erzeugten radioaktiven Körper für sehr viele Zwecke eine wesentliche Rolle.

Von größter Bedeutung war die Erzeugung von einem halben Milligramm Plutonium mit Hilfe eines großen Zyklotrons. Es war das Isotop Pu^{238}, das man durch den Prozeß $U^{238}(d, 2n)Np^{238}$; $Np^{238} \rightarrow Pu^{238} + \varepsilon^-$ hergestellt hat. Dieses Plutoniumisotop ist ein Alphastrahler mit einer Halbwertszeit von 50 Jahren, der im Gegensatz zu dem bekannteren Isotop Pu^{239} mit 24000 Jahren Halbwertszeit durch seine stärkere Strahlung schon in sehr kleinen Mengen leicht nachweisbar ist. An dieser einen Probe von einem halben Milligramm ist mit Hilfe eigens zu diesem Zweck ausgearbeiteter mikroanalytischer Methoden das chemische Verhalten des neuen Elements Plutonium auf das genaueste untersucht worden. Auf Grund dieser mikrochemischen Untersuchungen ist dann ohne weitere Zwischenstufe eine ganz große Anlage zur Verarbeitung des in Reaktoren gebildeten Plutoniums konstruiert worden, die vollkommen telekinetisch arbeitet, da die Strahlung der hier anfallenden Proben so stark ist, daß niemand in die Nähe gehen kann, ohne ernste Strahlungsschäden zu erleiden. Es war eine erstaunliche technische Leistung, ein derartiges ganz neues Verfahren unter den angegebenen schwierigen Bedingungen aus allerkleinsten Laboratoriumsverhältnissen sofort in großen technischen Maßstab zu übertragen und dadurch seine Leistungsfähigkeit um einen Faktor eine Million zu vergrößern. Dieses Beispiel zeigt uns aber auch besonders deutlich, wie wichtig es ist, daß die Grundlagenforschung speziell auf neuartigen Gebieten auf das beste ausgerüstet wird, denn in der Grundlagenforschung von heute liegen die technischen Anwendungen der kommenden Jahrzehnte begründet.

Das Plutonium ist ein Beispiel für ein durch künstliche Kernumwandlung neu erzeugtes Element, das in der Natur noch nicht bekannt war. Solche in der Natur unbekannten Elemente gibt es nicht nur oberhalb des Urans, sondern es finden sich auch innerhalb des periodischen Systems einige Lücken.

Durch die Aufdeckung der Isobarenregel (S. 179) war es klargeworden, daß stabile Isotope zu den Elementen 43 und 61 nicht existieren können, denn alle möglichen Isotopengewichte kommen bereits bei den jeweils unmittelbar benachbarten Elementen vor. Die Kernphysik macht es jedoch möglich, auch die chemischen Eigenschaften solcher in stabiler Form unbekannten Elemente zu erforschen, weil durch ihre Methoden radioaktive Isotope von ihnen hergestellt werden können. Es sind heute alle Lücken im periodischen System durch solche radioaktiven Stoffe ausgefüllt. Sehr langlebige Isotope der Elemente 43 und 61 entstehen als Spaltprodukte in Reaktoren. Sie zeigen die erwarteten chemischen Eigenschaften. Ferner kann man künstlich einen Kern mit der Ladung 85 (Astat) herstellen, der im periodischen System unter dem Jod steht. Dieses Element hat aber nicht mehr so sehr den Charakter eines

Halogens; wie auch bei den anderen schweren Vertretern der letzten Gruppen im periodischen System treten hier die metallischen Eigenschaften in den Vordergrund. Den Biologen wird interessieren, daß es trotzdem, gleich dem Jod, noch die Eigenschaft hat, sich in der Schilddrüse anzureichern. Auch in der Natur kommen drei sehr kurzlebige Isotope des Elements 85 vor, wie *Bertha Karlik* in Wien 1943 gefunden hat. Sie entstehen als seltene Verzweigungsprodukte in den natürlichen radioaktiven Reihen durch einen dualen Zerfall von Radium B, Thorium B und Aktinium B. Ihre Halbwertszeiten sind aber so klein, daß mit ihrer Hilfe eine Untersuchung der chemischen Eigenschaften nicht möglich ist. Ein Vertreter des Elements 87, des Ekazäsiums, wurde von der französischen Forscherin *Perey* gefunden. Es hat den Namen Francium erhalten. Dieser Stoff entsteht als seltenes Verzweigungsprodukt beim Zerfall des Aktiniums. Die neuen Elemente, die jenseits des Urans durch künstliche Kernumwandlungen erzeugt werden können, wurden schon auf S. 134 erwähnt. Dort war auch dargelegt, daß die chemischen Eigenschaften der Transurane keineswegs von vornherein aus dem Aufbau des periodischen Systems erschlossen werden konnten, es hat sich vielmehr gezeigt, daß hier eine neue Reihe seltener Erden beginnt, die man in Analogie zu den Lanthaniden als Aktiniden bezeichnet.

Eine schon heute mehrfach benutzte Anwendung der künstlichen Radioaktivität ist die Möglichkeit, durch Aktivierung eines bestimmten Probekörpers eine zerstörungsfreie Analyse durchzuführen. Das Verfahren ist allerdings nur auf bestimmte Fälle anzuwenden, wo die Halbwertszeiten günstig liegen oder wo die Aktivierungsquerschnitte für die zu bestimmenden Verunreinigungen besonders groß sind. Als Beispiel ist in Abb. 132 der Abfall der Aktivität von einem Stück Aluminiumfolie dargestellt, das durch eine 3 Minuten lange Bestrahlung mit Deuteronen von 6 MeV aktiviert worden war. Aus dem Aluminium selber entsteht durch Bestrahlung mit Deuteronen nur ein einziges radioaktives Isotop Al^{28} mit 2,3 Minuten Halbwertszeit. Nachdem diese Aktivität abgeklungen war, kam eine wesentlich schwächere von 10 Minuten Halbwertszeit zum Vorschein, die zum Teil dem Isotop Mg^{27} zuzu-

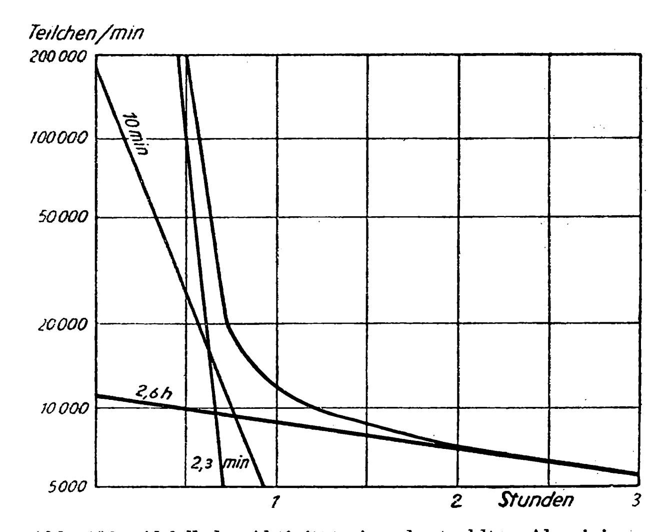


Abb. 132. Abfall der Aktivität einer bestrahlten Aluminiumprobe als Beispiel für eine Analyse durch Aktivierung. Die Kurve gibt die gemessene Gesamtaktivität, die Geraden die aus ihr analytisch gewonnenen einzelnen Komponenten.

schreiben ist, das aus der Magnesiumverunreinigung durch $Mg^{26}(d, p)Mg^{27}$ entsteht. Ebenfalls eine 10-Minuten-Aktivität entsteht aus den Kohlenstoffverunreinigungen durch $C^{12}(d, n)N^{13}$. Die beiden Aktivitäten lassen sich jedoch trennen, da die eine Positronen, die andere Elektronen ausstrahlt. Nach Abfall dieser 10-Minuten-Aktivität zeigte sich eine weitere von 2,6 Stunden Halbwertszeit, die durch das Siliziumisotop Si^{31} hervorgerufen ist und aus Si(d, p) entstanden ist. Schließlich blieb noch eine in der Abbildung nicht mehr eingezeichnete Aktivität von 15 Stunden Halbwertszeit übrig, die von Na^{24} herrührt, das aus $Na^{23}(d, p)Na^{24}$ oder $Mg^{25}(d, \alpha)$ gebildet wird. Führt man einmal eine derartige Analyse mit einem Aluminiumstück bekannter Zusammensetzung durch, dann eine mit einer unbekannten Probe, so kann man aus dem Verhältnis der in beiden Fällen gebildeten Aktivitäten die Menge der Verunreinigungen an Natrium, Magnesium und Silizium mit großer Genauigkeit bestimmen. Das Verfahren arbeitet zerstörungsfrei und erfordert nur sehr wenig Substanz. Für den eben beschriebenen Versuch wurden 10 cm² einer 0,01 mm starken Aluminiumfolie verwendet, das sind 27 mg. Die Natriumbeimengung lag in der Größenordnung hundertstel Prozent und war noch mit erheblicher Genauigkeit feststellbar. Man könnte die Messung aber ohne Schwierigkeiten mit weniger als einem Hundertstel dieser Menge durchführen.

Durch Bestrahlung von Siliziumproben mit schnellen Neutronen aus einem großen Zyklotron konnte man deren Aluminiumgehalt mit größter Genauigkeit bestimmen, indem man die Strahlung des Natriumisotops Na^{24} feststellte, welches durch $Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$ gebildet wurde.

Solche Analysen durch Aktivierung sind vor allem dann von Nutzen, wenn aus irgendeinem Grunde die chemische Analyse besondere Schwierigkeiten bereitet. Dies ist zum Beispiel bei den seltenen Erden der Fall. Hier wird durch Bestrahlung mit langsamen Neutronen das radioaktive Dysprosiumisotop Dy^{165} mit 2,3 Stunden Halbwertszeit mit besonders hohem Wirkungsquerschnitt gebildet. Man kann mit seiner Hilfe den Dysprosiumgehalt irgendwelcher seltenen Erden in sehr einfacher Weise messen, was für die Kontrolle von Anreicherungen bei der Herstellung von Präparaten und natürlich auch für die endgültige Analyse von großer Bedeutung ist. Hier sind alle anderen Methoden der Analyse, auch die röntgenspektroskopische, mit viel größeren Schwierigkeiten verknüpft und erlauben nur eine wesentlich geringere Meßgenauigkeit. Der Iridiumgehalt von Platin kann durch Bestrahlung mit Neutronen und Beobachtung der entstandenen Iridiumaktivität um Größenordnungen genauer bestimmt werden als durch eine chemische Analyse.

Wenn man darauf verzichtet, eine zerstörungsfreie Analyse durchzuführen, kann man die Nachweisgrenze für schwache Verunreinigungen noch sehr viel weiter treiben. Das Verfahren ist folgendes: Man setzt die zu untersuchende Probe einer starken Strahlung aus, die durch Kernreaktionen künstliche Radioaktivität erzeugt, insbesondere dadurch, daß man sie in einen Reaktor bringt, in dem vor allem (n, γ)-Reaktionen auftreten, oder in den Deuteronenstrahl eines Zyklotrons, wo man mit

besonders hoher Intensität (d, p)-Reaktionen erhält. Dann setzt man von dem Element, auf das man untersuchen will, eine bestimmte Menge als inaktiven Träger zu und führt eine chemische Trennung durch, bei der dieses Element wieder abgeschieden wird. Man kann dann messen, wieviel Aktivität zusammen mit dem Träger abgeschieden worden ist. Da die Wirkungsquerschnitte für die Aktivierungsreaktion im allgemeinen bekannt sind, ebenso die Flußdichten der aktivierenden Neutronen oder Deuteronen, läßt sich aus dieser Aktivität die ursprünglich vorhandene Menge der betreffenden Verunreinigungen bestimmen. Die folgende Tabelle zeigt für einige Elemente, die nach dieser Methode erreichbaren Nachweisgrenzen. Sie liegen meist um mehrere Zehnerpotenzen niedriger als für jede andere Analysenmethode.

Nachweisgrenze für Analysen durch Aktivierung (für einen thermischen Neutronenfluß von 10^{12} n/cm^2 · sec). Die Empfindlichkeit ist in 10^{-9} Gramm angegeben

Na	7	Zn	40	Sn	200	Hf	20
Si	1000	Ga	7	Sb	4	W	3
P	20	Ge	40	Te	100	Os	20
S	4000	As	2	J	2	Ir	0,3
Mn	6	Zr	300	Ba	50	Pt	20
Cu	7	In	0,1	Eu	0,03	Au	3

Eine besondere Art der Aktivierungsanalyse wird gelegentlich in der Geologie verwendet. Hier führt man eine Neutronenquelle, zum Beispiel ein Radium-Beryllium-Präparat, in ein Bohrloch und zieht in einem bestimmten zeitlichen Abstand hinterher ein Zählgerät durch, welches die durch die Neutronen gebildete Aktivität mißt. Auf diese Weise erhält man schnell wichtige Aufschlüsse über die Art des durchbohrten Gesteins.

Auch bei der Abtrennung von Isotopen kann die Anreicherung der einzelnen Isotope durch künstliche Aktivierung der in gewissen Zeitabständen entnommenen Proben verfolgt werden. Diese Kontrollen sind verhältnismäßig einfach durchführbar, jedenfalls wesentlich einfacher als massenspektrographische Kontrollen und sicherer als die auf Wägung beruhenden Methoden, weil sich die Einflüsse von Verunreinigungen nicht auswirken können. In bestimmten Fällen dürfte die Analyse von abgetrennten Proben, die mit inaktiven Indikatoren bezeichnet sind, auf diese Weise leichter und schneller durchzuführen sein als mit Massenspektrographen.

In der Medizin leistet die künstliche Radioaktivität, abgesehen von der schon besprochenen Indikatormethode, gute Dienste. Zunächst einmal kann man Allgemeinbestrahlungen mit bestimmten künstlich radioaktiven Substanzen durchführen, zum Beispiel mit Radionatrium. Dies hat den Vorteil, daß man eine Substanz verwenden kann, die im Organismus völlig unschädlich ist, sich in geeigneter Weise über den ganzen Körper verteilt und nach einer bestimmten Zeit von selbst wieder verschwindet. In manchen Fällen will man spezifische Bestrahlungen bestimmter Organe erreichen. Zu diesem Zweck kann man radioaktive Isotope solcher Elemente eingeben, die sich erfahrungsgemäß in den betreffenden Organen anreichern, wie zum Beispiel

Jod in der Schilddrüse. Es wurden Versuche unternommen, Leukämie dadurch zu behandeln, daß man radioaktiven Phosphor eingab, der sich zu einem großen Teil im Knochenmark, der Bildungsstelle der Blutkörperchen, ansammelt. Die Erfolge waren bei akuter Leukämie unbefriedigend, dagegen scheinen die Versuche der Behandlung chronischer Leukämien nicht hoffnungslos zu sein. Von grundsätzlichem Interesse ist ein Fall, bei dem Metastasen eines Schilddrüsenkarzinoms erfolgreich mit aktivem Jod behandelt worden sind. Auch die Karzinomzellen in den Metastasen zeigten noch den Stoffwechsel der Schilddrüsenzellen; insbesondere reicherten sie das Jod sehr stark an, so daß sie schließlich durch die Strahlungswirkung des aufgenommenen aktiven Jods unschädlich gemacht werden konnten.

Von besonderer Bedeutung wäre es, wenn es einmal gelänge, eine gezielte Wirkung zu erreichen, das heißt, eine Substanz zu finden, die sich in ganz bestimmten Organen anreichert. Außer dem schon erwähnten Fall beim Schilddrüsenkarzinom sind die Erfolge aber bisher noch unbefriedigend.

Auch in der Technik liegen spezielle Beispiele für die Verwendung der künstlichen Radioaktivität vor. Eine Reihe von Gammastrahlern wird zur Durchstrahlung von Werkstücken verwendet, insbesondere Kobalt 60 und Yttrium 88.

Eine wichtige technische Anwendung ist die Dickenmessung. Das Prinzip ist sehr einfach. Man bringt unter eine Folie oder ein Blech einen geeigneten Strahler und über die Folie ein entsprechendes Nachweisgerät, mit dem man einen bestimmten Ionisationsstrom beobachtet. Man kann nun irgendeinen Sollwert für diesen Ionisationsstrom einstellen. Abweichungen von diesem Sollwert nach oben oder unten zeigen zu kleine oder zu große Dicke an. Das Verfahren wird bei der Herstellung von Folien, Papieren, Blechen usw. sehr häufig angewendet. Es ist allen anderen Verfahren, insbesondere den mechanischen Verfahren, an Zuverlässigkeit weit überlegen. Sein Hauptvorteil ist, daß es kontinuierlich arbeitet, nicht nur an Stichproben, und dadurch den jeweiligen Dickenwert sofort beim Herauskommen des Materials aus der betreffenden Maschine oder Walze anzeigt. Der Prozentsatz des Ausschusses wird dadurch sehr herabgesetzt, so daß sich der Dickenmesser meist schon nach recht kurzer Zeit bezahlt macht. Für dünne Schichten arbeitet man mit Betastrahlern, zum Beispiel Thallium 204, für dicke Schichten mit Gammastrahlern.

§ 50. *Anwendungen der Neutronenstrahlung*

Ein weiteres Anwendungsgebiet der Kernphysik besteht in der Ausnutzung der Neutronenstrahlung. Die Neutronenstrahlung ist ebenso wie die Röntgenstrahlung eine sehr durchdringende Strahlung. Es bestehen aber grundlegende physikalische Unterschiede zwischen diesen beiden Strahlungsarten, zum Beispiel wird die Röntgenstrahlung in schweren, die Neutronenstrahlung in leichteren Elementen stärker abgebremst. Wir müssen bei der Neutronenstrahlung einen wesentlichen Unterschied

machen zwischen Strahlen schneller Neutronen — im allgemeinen Neutronen von einigen Millionen Elektronvolt — und langsamer Neutronen, das sind Neutronen mit thermischen Energien. Schnelle Neutronen durchdringen schwere Körper in recht dicken Schichten, ohne dadurch wesentlich geschwächt zu werden. In Körpern, die aus leichten Elementen bestehen, werden sie durch elastische Stöße verhältnismäßig schnell abgebremst, vor allem in wasserstoffhaltigen Substanzen. Sie übertragen dabei ihre kinetische Energie auf die angestoßenen leichten Atome, die ihrerseits wieder nach dem Stoß auf einer verhältnismäßig kurzen Bahn eine sehr hohe Ionendichte erzeugen.

Langsame Neutronen können manche Stoffe, die zufällig einen besonders kleinen Einfangquerschnitt ihnen gegenüber besitzen, ohne starke Schwächung durchdringen. In anderen Stoffen, wie Kadmium, Gadolinium oder Bor, werden sie sehr stark absorbiert, in wieder anderen, vor allem in wasserstoffhaltigen Substanzen, sehr stark gestreut. Die mittlere freie Weglänge thermischer Neutronen in Wasser ist nur etwa 2 mm. In speziellen Fällen kann man eine Durchleuchtung mit Neutronen ähnlich wie mit Röntgenstrahlen vornehmen und dadurch bestimmte Dinge feststellen. Zum Beispiel sind so Wassereinschlüsse in einem Schwermetallkörper von Lufteinschlüssen ohne weiteres zu unterscheiden, was nach anderen Methoden nicht zu machen wäre. Jedoch sind diese Anwendungsmöglichkeiten sehr speziell. Da die photographische Platte für langsame Neutronen nicht direkt empfindlich ist, empfiehlt es sich, als Nachweisgerät eine Platte aus einem durch langsame Neutronen leicht aktivierbaren Indikator zu nehmen, zum Beispiel ein Stück Indiumblech oder eine Schicht aus Dysprosiumoxyd. Diese aktivierbare Schicht legt man nach der Exposition auf eine photographische Platte und erhält so durch die Wirkung der bei der Bestrahlung entstandenen Aktivität auf dieser das gewünschte Bild.

Viel aussichtsreicher als diese Durchleuchtung zu Abbildungszwecken ist eine andere Art der Durchstrahlung mit Neutronen. Die de Broglie-Wellenlänge der auf thermische Geschwindigkeit abgebremsten Neutronen ist nämlich von der gleichen Größenordnung wie der Abstand der Atome voneinander im festen Körper. Wir haben auf S. 101 schon erwähnt, daß dies Anlaß zu Beugungserscheinungen gibt. Die Streuung und damit die Schwächung eines Neutronenstrahls beim Durchlaufen eines festen Körpers hängt daher wesentlich von der Anordnung der Atome in dessen Kristallgitter ab, und man kann aus den gemessenen Streuintensitäten Rückschlüsse auf die Kristallstruktur der durchstrahlten Probe ziehen, was für die Materialprüfung von großer Bedeutung ist. Man könnte denken, daß die gleiche Prüfung doch mit Hilfe von Röntgenstrahlen einfacher durchzuführen wäre. Die Strukturprüfung durch Röntgenstrahlen versagt jedoch gerade in einer Reihe von technisch besonders wichtigen Fällen, zum Beispiel dann, wenn die Lage von Wasserstoffatomen untersucht werden soll. Diese geben wegen ihrer geringen Kernladung im Röntgendiagramm praktisch keinen Effekt, dagegen wirken sie auf Neutronen als besonders starke Streuzentren.

Weiterhin ist die Neutronenbeugung der Röntgenmethode überlegen, wenn eine Legierung untersucht werden soll, deren Bestandteile sich in der chemischen Ordnungszahl nur wenig unterscheiden, zum Beispiel eine Eisen-Nickel-Legierung. Eisenatome beugen die Röntgenstrahlen mit ungefähr gleicher Intensität wie Nickelatome; man kann also an einer Legierung, die etwa aus drei Teilen Eisen und einem Teil Nickel besteht, mit Hilfe von Röntgenstrahlen nicht unterscheiden, ob Eisen- und Nickelatome in regelmäßiger Folge miteinander abwechseln, so daß man gewissermaßen einen Kristall der Verbindung Fe_3Ni vor sich hat, oder ob an den betreffenden Gitterpunkten wahllos manchmal Eisen, manchmal Nickelatome stehen. Welcher von beiden Fällen vorliegt, hängt vom Herstellungsverfahren der Probe ab, verschiedene Proben zeigen sehr verschiedene Festigkeitseigenschaften. Eine Durchstrahlung mit Neutronen erlaubt ohne weiteres eine Unterscheidung dieser Proben, da die Neutronenwelle von den Nickelkernen in wesentlich anderer Weise gebeugt wird als von den Eisenkernen. Die beschriebenen Prüfverfahren stehen heute noch in den Anfängen.

Bestrahlt man ein kristallines Werkstück mit Neutronen, so entsteht an den Stellen, wo ein Atomkern durch die Neutronen getroffen wird, eine künstlich erzeugte Störstelle im Kristallgitter. Falls der Kristall nicht zu dick ist, so daß man die Schwächung des Neutronenstrahls beim Durchgang durch ihn vernachlässigen kann, so sind diese Störstellen gleichmäßig durch den ganzen Kristall verteilt. Durch die Intensität und Dauer der Neutronenstrahlung läßt sich die Zahl der erzeugten Störstellen sehr genau dosieren. Man kann auf diese Weise quantitativ untersuchen, wie thermische und elektrische Leitfähigkeit, Zugfestigkeit, Duktilität und anderes von der Zahl der im Kristall enthaltenen Störstellen abhängt.

Das große Streuvermögen und Bremsvermögen von Wasserstoff gegenüber Neutronen kann zur Bestimmung des Wasserstoffgehalts und damit natürlich auch des Wassergehalts bestimmter Proben benutzt werden. So wird heute an manchen Stellen der Wassergehalt des Erdbodens, insbesondere auch im Unterbau von Straßendecken, dadurch laufend registriert, daß man eine kleine Neutronenquelle einbaut, zum Beispiel ein Radium-Beryllium-Präparat, und in geeignetem Abstand davon ein Bor-Zählrohr, das auf Neutronen anspricht und die Neutronendichte an der betreffenden Stelle anzeigt. Diese ist eine eindeutige Funktion des Wassergehalts.

Während schnelle Neutronen dadurch, daß sie Protonen anstoßen, eine sehr starke Wirkung auf das Gewebe eines lebenden Organismus ausüben, haben langsame Neutronen, insbesondere solche mit thermischer Geschwindigkeit, hier an sich nur geringe Wirkung. Man kann ihre Wirkung auf bestimmte begrenzte Teile eines Organismus aber dadurch sehr verstärken, daß man diesen Teilen eine Substanz injiziert, die Lithium oder noch besser Bor enthält. Für diese beiden Elemente tritt die (n, α)-Reaktion speziell für langsame Neutronen mit recht großem Wirkungsquerschnitt auf. Durch die langsamen Neutronen werden also an den behandelten Körperstellen künstliche Alphastrahlen erzeugt, die eine ähnliche Wirkung ausüben wie die durch schnelle Neutronen angestoßenen Protonen.

§ 51. *Radioaktive Altersbestimmung*

Noch um die Jahrhundertwende kannten die Geologen zwar die zeitliche Folge, in der verschiedene Schichten der Erdrinde entstanden sind, konnten aber keine Angaben darüber machen, welches das tatsächliche Alter der einzelnen Gesteine war. Die Schätzungen gingen um mehrere Zehnerpotenzen auseinander. Heute liefert die quantitative Bestimmung des Gehalts an radioaktiven Stoffen und ihrer Folgeprodukte eine sehr genaue Meßmethode für das Alter eines Gesteins.

Für die Ermittlung sehr langer Zeiten sind die radioaktiven Urelemente mit einer Halbwertszeit in der Größenordnung 10^9 bis 10^{10} Jahren geeignet, insbesondere Uran, Thorium, Rubidium und Rhenium.

Als erste sei die Uran-Blei-Methode etwas näher besprochen. Man bestimmt in einer Gesteinsprobe den Urangehalt, was zum Beispiel durch Auszählen der Alphaspuren in Kernplatten möglich ist, und man macht eine Isotopenanalyse des in der Probe vorhandenen Bleis.

Blei enthält die Isotope 206 und 207, die als Endprodukte der von Uran 238 und Uran 235 ausgehenden Zerfallsreihen entstehen, das Isotop 208 als Endprodukt der Thoriumreihe und schließlich das Isotop 204, das nicht radiogenen Ursprungs ist. Eine gewisse Schwierigkeit bei der Uran-Blei-Methode besteht nun darin, zu entscheiden, wieviel der Isotope 206 und 207, beziehungsweise bei der Thorium-Blei-Methode des Isotops 208, bei der Bildung des Gesteins schon vorhanden war, denn es ist keineswegs die gesamte Menge der genannten Isotope radiogenen Ursprungs. Es gibt eine ganze Reihe von Kunstgriffen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, die in gewissem Umfang noch eine Entscheidung ermöglichen. In jedem Fall kann man aus dem Verhältnis Pb^{206}/U^{238} ein Höchstalter für die betreffenden Gesteine angeben, denn ein Verlust an Blei ist nur in ganz seltenen Ausnahmefällen zu erwarten.

Nun entsteht aus Uran oder Thorium noch ein weiteres Umwandlungsprodukt, das Helium. Man hat heute sehr genaue mikroanalytische Methoden zur Heliumbestimmung, die vor allem von *Paneth* zu hoher Vollkommenheit entwickelt worden sind. Durch sie ist es möglich, noch 10^{-7} g Helium quantitativ nachzuweisen. Man kann als sicher annehmen, daß ein Gestein bei seiner Bildung kein Helium enthalten hat. Das in dem Gestein gefundene Helium muß also radiogenen Ursprungs sein. Nun kann aber, vor allem aus bestimmten Kristallgittern oder bei höherer Temperatur, Helium mit der Zeit durch Diffusion entweichen. Man muß also immer damit rechnen, daß die gemessene Heliummenge zu klein ist, weil ein Teil des Heliums schon verlorengegangen ist. Die Uran-Helium-Methode gibt daher einen Mindestwert für das Alter des betreffenden Gesteins. In einer Reihe von Fällen liegt nun der nach der Bleimethode gefundene Höchstwert sehr nahe bei diesem Mindestwert, so daß hier das wahre Alter mit guter Genauigkeit zu ermitteln ist.

Ein Fall ist noch bemerkenswert, in dem die Heliummethode ein zu großes Alter vorgetäuscht hat, nämlich bei der Untersuchung des Alters von Meteoriten. Die äußer-

sten Schichten eines Meteoriten sind einem starken Bombardement von kosmischer Strahlung ausgesetzt, durch das Kernumwandlungen ausgelöst werden, bei denen sich auch Helium bildet. Daß dieses Helium nicht radiogenen Ursprungs ist, kann man durch zwei Feststellungen beweisen. Erstens enthält es zu etwa einem Drittel seiner Gesamtmenge das Isotop He^3, das wohl durch Kernumwandlungen, nicht aber durch radioaktive Umwandlungen entsteht. Zweitens ist der relativ hohe Heliumgehalt eines Meteoriten auf eine äußere Schicht beschränkt und nimmt nach innen hin rasch ab, weil da schon ein erheblicher Teil der kosmischen Strahlung abgeschirmt ist. Wäre das Helium radiogenen Ursprungs, so müßte genau das Umgekehrte der Fall sein, aus den äußersten Schichten wäre ein Verlust durch Diffusion eher möglich als aus den innersten.

Sehr viel genauere Werte als die Uranmethode und die ihr völlig analoge Thoriummethode ergeben die Rubidium-Strontium-Methode und die Rhenium-Osmium-Methode. Allerdings sind diese beiden nur auf spezielle Fälle anwendbar. Die Voraussetzung für sie ist, daß die betreffende Gesteinsprobe wesentlich mehr Rubidium beziehungsweise Rhenium als Strontium oder Osmium enthält. Hier wird in jedem Fall ein einzelnes Isotop des sonst in seiner Isotopenzusammensetzung überall konstanten Tochterelements erzeugt, nämlich Sr^{87} oder Os^{187}. In vielen Fällen war das Tochterelement in der Gesteinsprobe ursprünglich überhaupt nicht vorhanden, so daß man bei der Analyse nur das eine, radiogen entstandene Isotop findet. Hier liefert die radioaktive Altersbestimmung sehr zuverlässige Resultate. Wenn diese Methode auch nur in einzelnen Fällen anwendbar ist, so erlaubt sie da auch eine Kontrolle der weniger exakten anderen Methoden.

Die Kalium-Argon-Methode ist im allgemeinen für etwas kürzere Zeiträume besser geeignet als für extrem lange. Kalium ist ein relativ häufiges Element. Das seltene Isotop K^{40} (0,012%) verwandelt sich zu 89% durch Betaumwandlung in Kalzium 40 und zu 11% durch Elektroneneinfang in Argon 40. Ca^{40} ist das Hauptisotop von Kalzium, und Kalzium ist überall in großer Menge enthalten. Man kann daher nicht entscheiden, welcher Teil davon radiogen ist. Argon dagegen war als Edelgas bei der Bildung des Gesteins wohl immer nur in vernachlässigbar kleiner Menge enthalten, obwohl kleinste Mengen durch Lufteinschlüsse hineinkommen können. Hier kann aber eine Isotopenanalyse weiterhelfen, denn das Argon der Luft enthält 0,4% A^{36}, das radiogene dagegen nichts von diesem Isotop. Argon entweicht allerdings in beträchtlichem Maße aus den meisten in Frage kommenden Mineralien, so daß die Methode in vielen Fällen nur einen Mindestwert ergibt. Wegen der verhältnismäßig großen Menge des vorhandenen Kaliums ist sie aber schon auf relativ junge Proben anwendbar, zum Beispiel hat sie *Gentner* zur Bestimmung des Alters von Kaliumlagern benutzt.

Die bisher beschriebenen Methoden gehen von der Umwandlung radioaktiver Urelemente aus und sind daher nur für sehr lange Zeiträume geeignet. Es gibt daneben noch einige Methoden, die Zwischenprodukte in radioaktiven Reihen mit kürzeren

Halbwertszeiten benutzen oder solche relativ kurzlebige radioaktive Stoffe, die unter dem Einfluß der kosmischen Strahlung in kleiner Menge auch auf der Erde laufend neu gebildet werden.

Für die Bestimmung von Zeiten in der Größenordnung von hunderttausend Jahren ist die Ioniummethode geeignet. Ionium entsteht als Zwischenprodukt der Uran-Radium-Reihe. Es ist ein Thoriumisotop mit der Masse 230 und hat eine Halbwertszeit von 80000 Jahren. Es zeigt sich nun, daß es im Gegensatz zu seinem Vorprodukt Uran 234 von gewissen Sedimentstoffen im Meer mitgerissen und so am Meeresboden abgelagert wird. Aus der Strahlung seines Folgeprodukts Radium und von dessen Tochterprodukten läßt sich der Gehalt eines Sediments an Ionium recht genau bestimmen. Unter der Annahme, daß die Ioniumabscheidung im Sediment pro Zeiteinheit ungefähr konstant war, läßt sich aus dem Verlauf der Aktivität innerhalb eines Bohrkerns aus dem Meeresboden die Ablagerungsgeschwindigkeit des Sediments bestimmen. Man hat daraus geschlossen, daß die Sedimentation in den letzten 30000 Jahren erheblich schneller vor sich gegangen ist als in den vorhergehenden 500000 Jahren, was mit dem raschen Abschmelzen der Gletscher nach der letzten Eiszeit zusammenhängt.

Von besonderer Bedeutung ist die Radiokohlenstoffmethode[1]). In der hohen Atmosphäre entstehen durch Kernzersplitterung unter dem Einfluß der kosmischen Strahlung dauernd Neutronen, die zum größten Teil mit Stickstoffkernen reagieren, entsprechend dem Prozeß N^{14} (n, p) C^{14}. Das dabei entstehende Kohlenstoffisotop 14 hat eine Halbwertszeit von 5900 Jahren. Es setzt sich innerhalb wesentlich kürzerer Zeit mit dem im Kohlendioxyd der Luft und des Meerwassers enthaltenen Kohlenstoff ins Gleichgewicht, so daß Proben dieser Herkunft eine Aktivität von etwa 15 Zerfällen pro Gramm Kohlenstoff in der Minute zeigen. Mit dem CO_2 der Luft im Gleichgewicht stehen wiederum alle lebenden Substanzen, die Pflanzen direkt, die Tiere indirekt, indem sie sich von Pflanzen ernähren. Sobald das betreffende Lebewesen stirbt, hört der Austausch mit dem Kohlendioxyd der Luft auf. Ein 5900 Jahre alter Baumstamm zeigt daher nur noch $7^1/_2$ radioaktive Zerfälle pro Gramm Kohlenstoff und Minute. Die Aktivität der kohlenstoffhaltigen Substanz nimmt mit der Halbwertszeit von C^{14} ab. Aus der spezifischen Aktivität der organischen Substanz kann man daher ihr Alter mit beträchtlicher Genauigkeit bestimmen. Die Methode konnte an einigen historisch datierten Proben nachgeprüft werden, sie zeigt bei sorgfältiger Anwendung recht große Genauigkeit. Sie ist bis zu einem Alter von etwa 20000 Jahren brauchbar. Durch Anreicherung des schweren Isotops C^{14} kann man sogar noch weiter kommen. Vor allem für die Vorgeschichte ist die Methode von unschätzbarem Wert, aber auch für die Geologie der allerjüngsten Schichten hat sie manche Aufschlüsse gebracht. Die Ergebnisse zeigen, daß die Intensität der

[1]) Von Geologen, die schlecht englisch können, wird die Methode auch Radiokarbonmethode genannt, sie hat aber mit der geologischen Formation Karbon nichts zu tun, sondern carbon ist das englische Wort für Kohlenstoff.

kosmischen Strahlung und damit die Erzeugungsrate von C^{14} in den letzten 10000 Jahren konstant war. In den letzten Jahren treten allerdings Störungen auf, da der Atmosphäre ungewöhnlich viel CO_2 aus Kohle und Erdöl zugeführt wird, das kein C^{14} enthält. Es wurde zum Beispiel festgestellt, daß Pflanzen, die an Autobahnen wachsen, weniger als die Hälfte des C^{14}-Gehalts haben als andere Pflanzen. Ein noch geringerer C^{14}-Gehalt wurde zum Beispiel an Wasserpflanzen aus dem Laacher See beobachtet, da dieser sein CO_2 zum größten Teil aus vulkanischem Kohlendioxyd erhält.

Eine letzte Methode ist die Altersbestimmung durch die H^3-Methode, die sich für die letzten zwei Jahrzehnte eignet. Auch hier entsteht durch die kosmische Strahlung in großen Höhen laufend in kleiner Menge H^3, das eine Halbwertszeit von $12^1/_4$ Jahren hat. Dieses H^3 setzt sich schnell mit dem Wasserstoff im Regenwasser ins Gleichgewicht und damit auch mit dem Wasser in den obersten Bodenschichten und mit dem Wasserstoff in den Pflanzen. Die dadurch bedingte spezifische Aktivität ist aber so schwach, daß man immer erst eine Anreicherung des schweren Wasserstoffisotops, gewöhnlich durch Elektrolyse, vornehmen muß, um die Aktivität sicher nachzuweisen. Man hat die Methode zum Beispiel verwendet, um das Alter von Rotwein zu kontrollieren. Ferner konnte man durch sie unterscheiden, ob Essig aus frischem Wein bereitet oder aus Chemikalien hergestellt war. Bei geologischen Untersuchungen kann man entscheiden, ob tiefliegendes Grundwasser relativ „alt“ ist oder ob der Vorrat durch Regenfälle der letzten Jahre gespeist wurde.

Für die jüngste Vergangenheit ist die Methode nicht mehr ohne weiteres anwendbar, da sich der an sich sehr kleine Tritiumgehalt[1]) der Atmosphäre durch Fusionsprodukte aus den Wasserstoffbomben beträchtlich vermehrt hat.

§ 52. *Energieerzeugung durch Kernumwandlungen*

Die wichtigste und sicher die augenblicklich sensationellste Anwendung der Kernphysik besteht in der Ausnutzung der durch Kernumwandlung erzeugten Energie. Das physikalische Prinzip der energieproduzierenden Kettenreaktionen bei der Spaltung einiger besonders schweren Atomkerne haben wir in § 22 besprochen. Der technische Aufbau von Kernreaktoren ist in Abschnitt VII erläutert.

Ein Gramm Kernbrennstoff (U^{235}, U^{233} oder Pu^{239}) hat den gleichen „Brennwert“ wie 2,5 Tonnen Kohle. Es kostet aber in reiner Form nach den heute gültigen amtlichen amerikanischen Preisen 73 DM, während die $2^1/_2$ Tonnen Kohle rund das Dreifache kosten. Als Beimengung von U^{238} kostet das U^{235} noch viel weniger, nur etwa 25 DM. Hier ist es also sogar um einen Faktor 10 preisgünstiger als die Kohle mit entsprechendem Brennwert. Rechnet man schließlich, daß in einem Brutreaktor auch das ganze U^{238} zu verwerten ist, so kommt man sogar auf einen Faktor, der größer als tausend ist. Trotzdem sind erst verhältnismäßig wenige Kernreaktoren in Betrieb, die

---

[1]) Tritium, gelegentlich gebrauchter Name für H^3.

Energie auf ein öffentliches Versorgungsnetz liefern. Dies liegt nun keineswegs an der mangelnden Entschlußkraft der Reaktorplaner oder auch ihrer Geldgeber, sondern es hat seinen Grund darin, daß es trotz dieser günstigen Rohstoffpreise heute noch nicht möglich ist, einen Reaktor zu bauen, dessen Energieproduktion wirtschaftlich mit der eines konventionellen Kraftwerks konkurrenzfähig ist. Bekanntlich spielt bei allen Kraftwerken der Preis der Kohle eine wesentlich geringere Rolle als die übrigen Kosten, insbesondere Amortisation der Anlage und Reparaturen der Maschinen. Wasser kostet gar nichts, trotzdem ist ein Wasserkraftwerk im Betrieb im allgemeinen etwas teurer als ein Kohlekraftwerk. Ob ein Reaktor wirtschaftlich arbeitet oder nicht, hängt wesentlich davon ab, ob man diese Nebenkosten durch gute technische Durchkonstruktion entsprechend niedrig halten kann.

Es ist gar kein Zweifel, daß wir im Reaktorbau heute noch auf einer sehr frühen Stufe stehen und daß es mit der Zeit durch genügende Forschungs- und Konstruktionsarbeit gelingen wird, ganz wesentlich wirtschaftlicher arbeitende Reaktoren zu bauen, als dies heute möglich ist. Wenn in einem konventionellen Kraftwerk die Generatoren noch mit einer Dampfmaschine von *James Watt* angetrieben werden müßten, wären die Kosten für die Kilowattstunde ein Vielfaches der heute erforderlichen. Rechnet man unter Annahme der heutigen deutschen Preis- und Zinsverhältnisse die tatsächlichen Kosten einer Kilowattstunde aus heute lieferbaren Reaktoren aus, so kommt man je nach Art der Anlage auf Werte zwischen 6 und 20 Pfennig, während der entsprechende Preis bei Kohlekraftwerken zwischen 2,5 und 6 Pfennig liegt. Man kann zwar vom technischen Standpunkt aus heute schon eine ganze Reihe verschiedener Wege angeben, die mit Sicherheit zu einer beträchtlichen Senkung der Kosten führen werden. Es wird aber noch sehr umfangreicher Forschungsarbeit bedürfen, um herauszufinden, welche dieser Wege am besten zum erstrebten Ziel führen. Daß diese Entwicklung möglichst rasch erfolgen muß, ergibt sich daraus, daß es vermutlich nicht mehr allzu lange dauern wird, bis die Produktion an Kohle, Erdöl und Wasserkraft den Energiebedarf der Menschheit nicht mehr wird decken können. Gegenwärtig steigert sich der Energiebedarf in den Industrieländern durchschnittlich um 7—10% im Jahr. Die Kohlenförderung kann auf längere Sicht nicht in dem gleichen Maß gesteigert werden. Auf der anderen Seite ist der Lebensstandard eines Volkes praktisch durch seine Energieproduktion pro Kopf der Bevölkerung bestimmt. Wenn der Energiebedarf nicht befriedigt werden kann, so muß auch der Lebensstandard sinken. Es besteht daher eine zwingende Notwendigkeit, dafür zu sorgen, daß die Energielücke, die sich in wenigen Jahren auftun muß, durch die neue Quelle der Kernenergie ausgefüllt wird.

Bei der Energieerzeugung durch Kernspaltung ist zu bedenken, daß die Anlagen sehr groß sein müssen, um überhaupt zu funktionieren, noch größer, um wirtschaftlich zu funktionieren. Ganz kleine Anlagen sind schon deswegen nicht möglich, da bei ihnen zu viele Neutronen durch die Oberfläche des Reaktors herausdiffundieren. Außerdem muß jeder Reaktor mit einer etwa 3 m dicken Abschirmung um-

geben sein, damit in seiner Nähe beschäftigte Personen nicht geschädigt werden. Deswegen kommt er als Energiequelle für Fahrzeuge oder normale Flugzeuge nicht in Frage. In populären Zeitschriften fand man diese Möglichkeit wegen des geringen Brennstoffverbrauchs vielfach diskutiert. Ob Uran einmal als Antrieb für Riesenflugzeuge oder Weltraumraketen Verwendung finden wird, muß die Zukunft zeigen. Verhältnismäßig einfach dürfte die Verwendung von Uranbrennern zum Antrieb großer Ozeanschiffe sein.

Die Beschränkung auf ganz große Anlagen bedeutet rein wirtschaftlich gesehen eine ernste Einschränkung. Aber sie hat auf der anderen Seite einen gar nicht abzusehenden Vorteil für die ganze Menschheit, denn das gleiche, was für die friedliche, gesteuerte Energielieferung durch die Maschine gilt, gilt auch für die explosionsartige Energieerzeugung durch die Atombombe. Auch diese kann unterhalb einer kritischen Größe nicht funktionieren. Die kritische Größe liegt so, daß die richtig konstruierte Bombe von kleinstem Kaliber gleich eine ganze Stadt zerstören kann. Die Sprengwirkung der Bombe von Hiroshima kam der von vielen tausenden mit chemischem Sprengstoff gefüllten schwersten Bomben gleich. Es wäre nicht auszudenken, welches Unheil angerichtet werden könnte, wenn der gleiche Sprengstoff schon in viele kleine Teile verteilt entsprechende Zerstörungen ausüben könnte, wenn also bereits eine Flintenkugel aus diesem Stoff die Wirkung einer schweren Bombe mit chemischem Sprengstoff hätte. Auf Grund unserer gegenwärtigen physikalischen Kenntnisse scheint glücklicherweise keine Aussicht zu bestehen, dies praktisch zu verwirklichen. Es wird heute allerdings oft von „taktischen" Bomben gesprochen, deren Wirkung wesentlich kleiner als die der Hiroshimabombe sein soll. Solche Bomben lassen sich sicher konstruieren, aber auch sie müssen die „kritische Größe" übersteigen. Es ist allerdings möglich, den „Abbrand" entsprechend kleiner zu halten, so daß nur ein relativ kleiner Bruchteil des Sprengstoffs wirklich ausgenutzt wird. Dies war übrigens auch schon bei der Hiroshimabombe der Fall.

Noch vor zehn Jahren konnte der Kernphysiker verhältnismäßig wenig beachtet oder gestört durch das Interesse der Allgemeinheit in seinem Laboratorium oder seinem Studierzimmer arbeiten. Er selber hatte es auch nicht nötig, viel nach der Meinung seiner Mitmenschen über sein eigenes Forschungsgebiet zu fragen, soweit diese nicht seine engeren Fachgenossen waren. Seine Forschungsergebnisse veröffentlichte er möglichst bald in einer wissenschaftlichen Zeitschrift, die nur von einem kleinen Kreis wirklich Sachverständiger gelesen wurde. Heute ist das wesentlich anders geworden. In vielen Ländern wird seine Tätigkeit zwar aufs äußerste gefördert, aber er wird dafür oft zu mehr oder weniger strenger Geheimhaltung seiner Forschungsergebnisse verpflichtet. Fast immer wird er von Stellen, die seiner Wissenschaft an sich und seinen eigentlichen Interessen meist völlig fernstehen, mehr beachtet und überwacht, als ihm lieb ist.

Oft wird ihm die Frage gestellt, und er hat sie sich auch selbst wohl schon gestellt, ob es denn überhaupt zu verantworten ist, diese Forschungen weiter zu betreiben,

die der Menschheit ein so gefährliches Mittel zur Massenvernichtung in die Hand gegeben haben. Er kann die Beantwortung dieser Frage heute nicht mehr ablehnen oder umgehen mit der Begründung, daß sie eigentlich nicht zu seinem speziellen Forschungsgebiet, sondern zur Moraltheorie gehört. Dafür rührt die Frage zu tief an die Daseinsberechtigung seiner Tätigkeit. Wir können daher auch dieses Buch nicht abschließen, ohne auf sie einzugehen. Die Antwort, die wir hier geben, stellt die private Meinung des Verfassers dar; sie dürfte sich jedoch mit der Meinung vieler seiner Fachkollegen im In- und Ausland decken.

Das Streben des Menschen nach Erweiterung unseres Wissens stellt ein wichtiges Element für die Weiterentwicklung und auch für die Aufrechterhaltung unserer gesamten Kultur dar. Wenn es schwindet und nicht mehr gepflegt wird, oder wenn es durch äußere Machtmittel zu sehr niedergehalten oder auf vorgezeichnete Bahnen gelenkt wird, so ist ein Niedergang auf eine primitivere Kulturstufe die unweigerliche Folge, und das bedeutet für alle, die ihn miterleben, eine starke Herabsetzung des äußeren Lebensstandards und vermutlich auch des inneren Lebensglücks. Es ist zu erwarten, daß die Macht, die eine neue erschlossene Naturkraft dem Menschen zu gutem wie zu bösem Handeln gibt, mit der Zeit aus rein praktischen Erwägungen heraus dazu beiträgt, die allgemeine Moral zu heben, denn moralische Grundsätze sind wohl weitgehend zu dem Zweck gebildet worden, das Nebeneinanderleben der Menschen möglichst reibungslos und für alle möglichst erträglich zu gestalten.

Die Umwandlung chemischer Energie über Wärme in kinetische Energie wird heute von Millionen von Maschinen geleistet, ohne die unser gewohntes Leben aufs äußerste gestört wäre. Und doch war die erste derartige Wärmekraftmaschine die Feuerwaffe, also das Gewehr und die Kanone. Aber die Erfindung der Feuerwaffen hat die Kriege keineswegs verlustreicher gemacht, sondern durch sie wurden die gefährlichen Raubtiere in den Kulturländern ausgerottet, Räubern und Wegelagerern das Handwerk gelegt, und kleinliche Fehden zwischen benachbarten Gemeinden wurden allmählich zum Erlöschen gebracht. Es ist begründete Hoffnung, daß die Erfindung der Atombombe, dieser entsprechend größer dimensionierten Waffe, auch analoge Wirkungen in entsprechend größerem Stile haben wird. Gerade da, wo man die Atomwaffe besitzt und kennt, beginnt man am ernstesten über dieses Problem nachzudenken und ist sich bewußt, daß durch sie eine wesentliche und grundlegende Neuordnung in den Beziehungen der Völker zueinander notwendig geworden ist.

Die Entwicklung der Physik ist der politischen Entwicklung hier um ein Stück vorausgeeilt. Man darf nicht deswegen, weil ein Teil der maßgebenden Menschen einer schnellen Entwicklung noch nicht rasch genug folgen konnte, auf einen Fortschritt verzichten, der vielleicht der größte seit der Entdeckung des Feuers ist, bloß weil man durch ihn auch Böses anstellen kann. Das kann man auch mit dem Feuer tun — wir haben das während des Krieges mehr als genug erlebt — und doch wird niemand verlangen, daß wir auf seinen Gebrauch verzichten, sondern nur, daß die Moral entsprechend hochgehalten wird, so daß Mißbräuche unterbleiben.

TABELLENANHANG

Tabelle I. Die Elementarteilchen

Die erste Spalte gibt die Art und den Namen der Teilchen an, die zweite das Symbol, die dritte die Ladung in Elementarquanten, die vierte die Masse in Elektronenmassen ($m_e = 0{,}51096$ MeV $\equiv 0{,}91082 \times 10^{-27}$ g). Eingeklammerte Zahlen (bei Antiteilchen) bedeuten, daß die Masse nicht direkt gemessen ist.

Spalte 5 gibt den Spin des Teilchens an in Vielfachen von $h/2\,\pi$, Spalte 6 die Art der spontanen Umwandlung, bei mehreren Möglichkeiten ist die Wahrscheinlichkeit in Prozent nach Beobachtungsergebnissen aufgeführt.

Spalte 7 gibt die mittlere Lebensdauer für instabile Teilchen an, Spalte 8 den IS, Spalte 9 die dazugehörige z-Komponente, Spalte 10 die Seltsamkeit.

Art, Name	Symbol	Ladung	Masse in Elektronenmassen	Spin	Zerfall	Mittlere Lebensdauer	IS	I_z	S
Baryonen									
Nukleonen									
Proton	p	$+1$	1836,1	½	stabil	—	½	$+½$	0
Neutron ...	n	0	1838,6	½	$p+e^-+\bar\nu$	17,5 min	½	$-½$	0
Antiproton .	$\bar p$	-1	(1836)	(½)	stabil	—	½	$-½$	0
Antineutron	$\bar n$	0	(1839)	(½)	$(\bar p+e^++\nu)$	(17,5 min)	½	$+½$	0
Hyperonen									
Lambda ...	Λ	0	2181	(½)	$p+\pi^-$ (65%) $n+\pi^0$ (35%)	$2{,}4\times 10^{-10}$ sec	0	0	-1
Antilambda	$(\bar\Lambda)$	0					0	0	$+1$
Sigma	Σ^+	$+1$	2327	(½)	$p+\pi^0$ (~50%) $n+\pi^+$ (~50%)	$0{,}8\times 10^{-10}$ sec	1	$+1$	-1
	Σ^0	0	2327	(½)	$\Lambda^0+\gamma$	$<10^{-11}(10^{-19})$ sec	1	0	-1
	Σ^-	-1	2342	(½)	$n+\pi^-$	$1{,}7\times 10^{-10}$ sec	1	-1	-1
Antisigma	$(\bar\Sigma^{(-)})$	-1					1	-1	$+1$
	$(\bar\Sigma^{(0)})$	0					1	0	$+1$
	$(\bar\Sigma^{(+)})$	$+1$					1	$+1$	$+1$
Xi	Ξ^-	-1	2583		$\Lambda^0+\pi^-$	$1{,}8\times 10^{-10}$ sec	½	$-½$	-2
	(Ξ^0)	0					½	$+½$	-2
Antixi	$(\bar\Xi^{(+)})$	$+1$					½	$+½$	-2
	$(\bar\Xi^0)$	0					½	$-½$	-2
Leptonen									
Elektronen									
Elektron ..	e^-	-1	1	½	stabil		½	$-½$	
Positron ...	$e^+\equiv\bar e^{(+)}$	$+1$	1	½	stabil		½	$+½$	

Art, Name	Symbol	Ladung	Masse in Elektronenmassen	Spin	Zerfall	Mittlere Lebensdauer	IS	I_z	S
Myonen									
Myon	μ^-	-1	206,8	½	$e^- + \nu + \bar{\nu}$	$2,22 \times 10^{-6}$ sec	½	$-½$	
Antimyon .	$\mu^+ \equiv \bar{\mu}^{(+)}$	$+1$	206,8	½	$e^+ + \nu + \bar{\nu}$	$2,22 \times 10^{-6}$ sec	½	$+½$	
Neutrinos									
Neutrino ..	ν	0	0	½	stabil		0	0	
Antineutrino	$\bar{\nu}$	0	0	½	stabil		0	0	
Mesonen									
Pionen....	π^+	$+1$	273,3	0	$\mu^+ + \nu$ $e^+ + \nu$ (0,008%)	$2,6 \times 10^{-8}$ sec	1	$+1$	0
	π^0	0	264,4	0	2γ	$< 10^{-15}$ sec	1	0	0
	π^-	-1	273,3	0	$\mu^- + \bar{\nu}$	$2,6 \times 10^{-8}$ sec	1	-1	0
K-Teilchen	K^+	$+1$	966	0	$\mu^+ + \nu$ (60%) $\pi^+ + \pi^0$ (25%) $2\pi^+ + \pi^-$ (6%) $\pi^0 + \mu^+ + \nu$ (4%) $\pi^0 + e^+ + \nu$ (4%) $\pi^+ + 2\pi^0$ (1%)	$1,22 \times 10^{-8}$ sec	½	$+½$	$+1$
	K_1^0	0	965	0	$\pi^+ + \pi^-$ (86%) $2\pi^0$ (14%)	$0,9 \times 10^{-10}$ sec			
	K [illegible]	0	965	0	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (~33%) $\pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}$ (~16%) $\pi^- + \mu^+ + \nu$ (~16%) $\pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ (~16%) $\pi^- + e^+ + \nu$ (~16%)	$\sim 10^{-7}$ sec			$+1$
	K^-	-1	966	0	$\mu^+ + \bar{\nu}$ $\pi^- + \pi^0$ $2\pi^- + \pi^+$ $\pi^0 + e^- + \bar{\nu}$	$1,22 \times 10^{-8}$ sec	½	$-½$	-1
Photon	γ	0	0	1	stabil				
Gravitationsquant		0	0	(2)	stabil				

Tabelle II. Die Elemente

Spalte 1 enthält den deutschen Namen des Elements.

Spalte 2 enthält das chemische Symbol.

Spalte 3 enthält die Ordnungszahl des Elements, die identisch ist mit der zu dem Element gehörigen Kernladung Z.

Spalte 4 enthält das chemische Atomgewicht A des Elements nach der internationalen Atomgewichtstabelle. Die chemischen Atomgewichte werden bezogen auf das Atomgewicht des Isotopengemischs Sauerstoff = 16,00000.

Spalte 5 gibt die K-Grenze der Röntgenabsorption für die verschiedenen Elemente. Eingeklammerte Werte sind nicht gemessen, sondern berechnet.

Spalte 6 enthält den Einfangquerschnitt des natürlichen Isotopengemischs gegenüber langsamen Neutronen (2200 m/sec) in barn.

Spalte 7 enthält die atomare Häufigkeit des betreffenden Elements nach *Suess* und *Urey*.

Name	Symbol	Kernladung	Chemisches Atomgewicht	K-Grenze (eV)	Einfangquerschnitt für langsame Neutronen (barn)	Atomare Häufigkeit (auf 10^9 Atome)
Neutron	n	0	1,009	—	—	—
Wasserstoff	H	1	1,008	13,5	0,33	922000000
Helium	He	2	4,003	25,0	0	70000000
Lithium	Li	3	6,940	42,4	71,0	2,3
Beryllium	Be	4	9,013	115,4	0,010	0,46
Bor	B	5	10,82	190,2	755	0,55
Kohlenstoff	C	6	12,011	287,3	0,003	6100
Stickstoff	N	7	14,008	402,8	1,88	15200
Sauerstoff	O	8	16,0000	532,7	< 0,0002	498000
Fluor	F	9	19,00	692,0	0,009	39
Neon	Ne	10	20,183	(875)	< 2,8	199000
Natrium	Na	11	22,991	1067	0,50	1010
Magnesium	Mg	12	24,32	1299	0,063	21000
Aluminium	Al	13	26,97	1560	0,230	2200
Silizium	Si	14	28,09	1838	0,13	23000
Phosphor	P	15	30,975	2142	0,19	230
Schwefel	S	16	32,066	2468	0,49	8700
Chlor	Cl	17	35,457	2820	0,32	204
Argon	A	18	39,944	3192	0,62	3460
Kalium	K	19	39,100	3596	1,97	73
Kalzium	Ca	20	40,08	4026	0,43	1130
Skandium	Sc	21	44,96	4479	24	0,65
Titan	Ti	22	47,90	4953	5,6	56
Vanadium	V	23	50,95	5453	5,1	5,1
Chrom	Cr	24	52,01	5974	2,9	180

Name	Symbol	Kern-ladung	Chemisches Atomgewicht	K-Grenze (eV)	Einfangquerschnitt für langsame Neutronen (barn)	Atomare Häufigkeit (auf 10^9 Atome)
Mangan	Mn	25	54,94	6522	13	158
Eisen	Fe	26	55,85	7094	2,53	13900
Kobalt	Co	27	58,94	7690	37	42
Nickel	Ni	28	58,71	8310	4,6	630
Kupfer	Cu	29	63,54	8960	3,7	4,9
Zink	Zn	30	65,38	9640	1,06	11,2
Gallium	Ga	31	69,72	10370	2,8	0,26
Germanium	Ge	32	72,60	11080	2,4	1,16
Arsen	As	33	74,91	11840	4,1	0,092
Selen	Se	34	78,96	12630	11,8	1,56
Brom	Br	35	79,916	13450	6,6	0,32
Krypton	Kr	36	83,80	(14300)	28	1,18
Rubidium	Rb	37	85,48	15160	0,70	0,15
Strontium	Sr	38	87,63	16060	1,16	0,44
Yttrium	Y	39	88,92	17020	1,4	0,205
Zirkon	Zr	40	91,22	17950	0,180	1,26
Niob	Nb	41	92,91	18940	1,1	0,022
Molybdän	Mo	42	95,95	19950	2,5	0,056
Technetium	Tc	43		20940		—
Ruthenium	Ru	44	85,48	22110	2,46	0,034
Rhodium	Rh	45	102,91	23150	150	0,0050
Palladium	Pd	46	106,4	24290	8	0,0156
Silber	Ag	47	107,880	25450	62	0,0060
Kadmium	Cd	48	112,41	26640	2550	0,0205
Indium	In	49	114,82	27850	190	0,0025
Zinn	Sn	50	118,70	28080	0,60	0,031
Antimon	Sb	51	121,76	30350	5,5	0,0057
Tellur	Te	52	127,61	31820	4,5	0,107
Jod	J	53	126,91	32150	6,7	
Xenon	Xe	54	131,30	(34500)	35	0,092
Zäsium	Cs	55	132,91	35820	29	0,0105
Barium	Ba	56	137,36	37240	1,2	0,082
Lanthan	La	57	138,92	38750	8,9	0,046
Zer	Ce	58	140,13	40280	0,70	0,052
Praseodym	Pr	59	140,92	41830	11,2	0,0092
Neodym	Nd	60	144,27	43380	46	0,033
Promethium ...	Pm	61		(45050)		—
Samarium	Sm	62	150,35	46690	5500	0,0153
Europium	Eu	63	152,0	48450	4600	0,0043
Gadolinium	Gd	64	157,26	50140	46000	0,0157
Terbium	Tb	65	158,53	51960	44	0,0022
Dysprosium	Dy	66	162,51	53650	1100	0,0128
Holmium	Ho	67	164,94	55660	64	0,0027
Erbium	Er	68	167,27	57190	166	0,0073
Thulium	Tm	69	168,94	59210	118	0,00073

Name	Symbol	Kern-ladung	Chemisches Atomgewicht	K-Grenze (eV)	Einfangquerschnitt für langsame Neutronen (barn)	Atomare Häufigkeit (auf 10^9 Atome)
Ytterbium	Yb	70	173,04	61230	36	0,0051
Lutetium	Lu	71	174,99	63280	108	0,00115
Hafnium	Hf	72	178,50	64920	105	0,0101
Tantal	Ta	73	180,95	67240	21	0,0015
Wolfram	Wo	74	183,86	69230	19	0,0113
Rhenium	Re	75	186,22	71150	84	0,0031
Osmium	Os	76	190,2	73640	14,7	0,023
Iridium	Ir	77	192,2	76120	430	0,019
Platin	Pt	78	195,09	78230	8,1	0,037
Gold	Au	79	197,0	80540	98	0,0033
Quecksilber	Hg	80	200,61	82850	380	0,0065
Thallium	Tl	81	204,39	85150	3,3	0,0025
Blei	Pb	82	207,21	87820	0,17	0,0108
Wismut	Bi	83	209,00	90420	0,032	0,0033
Polonium	Po	84	(210)	(93000)		
Astat	At	85		(95550)		
Emanation	Em	86	(222)	(98500)		
Francium	Fr	87		(101100)		
Radium	Ra	88	(226,05)	(103800)		
Actinium	Ac	89	(227)	(106700)		
Thorium	Th	90	232,05	109470	7,0	~0,06
Protactinium ...	Pa	91	(231)	(112200)		
Uran	U	92	238,07	115770	7,7	~0,02
Neptunium	Np	93				
Plutonium	Pu	94				
Americium	Am	95				
Curium	Cm	96				
Berkelium	Bk	97				
Californium	Cf	98				
Einsteinium	E	99				
Fermium	Fm	100				
Mendelevium ...	Mv	101				
(Nobelium)	No	102				

Tabelle III. Die in der Natur vorkommenden Isotope (ohne radioaktive Folgeprodukte)

Spalte 1 enthält den Namen des Elements.

Spalte 2 enthält das chemische Symbol.

Spalte 3 enthält die Kernladung Z, die mit der chemischen Ordnungszahl identisch ist.

Spalte 4 enthält die Massenzahl A des betreffenden Isotops. Physikalisch bedeutet A die Anzahl der Nukleonen, die den Kern zusammensetzen.

Spalte 5 gibt die Zahl N der im Kern enthaltenen Neutronen an.

Spalte 6 enthält die genaue Masse des betreffenden Isotops, bezogen auf $O^{16} = 16$.

Spalte 7 gibt den prozentualen Anteil des betreffenden Isotops im natürlichen Isotopengemisch. Bei allen radioaktiven ist daneben die Art der Strahlung in Klammern angegeben.

Spalte 8 enthält den Spin I des betreffenden Isotops (Einheit $h/2\pi$).

Spalte 9 enthält das magnetische Moment des betreffenden Kerns, gemessen in Kernmagnetonen. Negatives Vorzeichen bedeutet, daß magnetisches Moment und Spin einander entgegengerichtet sind.

Spalte 10 enthält das elektrische Quadrupolmoment des betreffenden Kerns, gemessen in 10^{-24} cm² × Elementarladung.

Element	Symb.	Z	A	N	m	%	I	μ	q
Neutron	n	0	1	1	1,0089830	$-(\beta^-)$	$^1/_2$	− 1,91314	—
Wasserstoff	H	1	1	0	1,0081437	99,985	$^1/_2$	+ 2,79281	—
(Deuterium) ...	D		2	1	2,0147361	0,015	1	+ 0,8574073	+ 0,00274
Helium	He	2	3	1	3,0169786	0,0001	$^1/_2$	− 2,127544	—
			4	2	4,0038727	99,9999	0	—	—
Lithium	Li	3	6	3	6,0170281	7,4	1	+ 0,82201	− 0,0023
			7	4	7,018222	92,6	$^3/_2$	+ 3,25631	− 0,12
Beryllium	Be	4	9	5	9,015041	100	$^3/_2$	+ 1,1774	
Bor	B	5	10	5	10,016706	18,7	3	+ 1,8008	+ 0,0740
			11	6	11,012795	81,3	$^3/_2$	+ 2,68854	+ 0,0355
Kohlenstoff	C	6	12	6	12,0038065	98,89	0	—	—
			13	7	13,0074754	1,11	$^1/_2$	+ 0,702381	—
Stickstoff	N	7	14	7	14,0075179	99,635	1	+ 0,40371	+ 0,02
			15	8	15,0048627	0,365	$^1/_2$	− 0,2831	—
Sauerstoff	O	8	16	8	16,0000000	99,759	0	—	—
			17	9	17,0045293	0,0373	$^5/_2$	− 1,89370	− 0,004
			18	10	18,004841	0,204	0	—	—
Fluor	F	9	19	10	19,004447	100	$^1/_2$	+ 3,5	

Element	Symb.	Z	A	N	m	%	I	μ	q
Neon	Ne	10	20	10	19,998765	90,92	0	—	—
			21	11	21,000424	0,257	$^3/_2$	− 0,662	
			22	12	21,998346	8,82	0	—	—
Natrium	Na	11	23	12	22,997047	100	$^3/_2$	+ 2,2175	+ 0,10
Magnesium	Mg	12	24	12	23,992637	78,60	0	—	—
			25	13	24,993746	10,11	$^5/_2$	− 0,8553	
			26	14	25,990795	11,29	0	—	—
Aluminium	Al	13	27	14	26,990079	100	$^5/_2$	+ 3,64142	+ 0,155
Silizium	Si	14	28	14	27,985777	92,27	0	—	—
			29	15	28,985661	4,68	$^1/_2$	− 0,55492	—
			30	16	29,983252	3,05			
Phosphor	P	15	31	16	30,987885	100	$^1/_2$	+ 1,1316	—
Schwefel	S	16	32	16	31,982190	95,0	0	—	—
			33	17	32,981887	0,760	$^3/_2$	+ 0,6434	− 0,064
			34	18	33,97920	4,22	0	—	—
			36	20	35,97974	0,014	0	—	—
Chlor	Cl	17	35	18	34,97996	75,53	$^3/_2$	+ 0,82181	− 0,0795
			37	20	36,97759	24,47	$^3/_2$	+ 0,68409	− 0,0616
Argon	A	18	36	18	35,97897	0,337			
			38	20	37,97484	0,063			
			40	22	39,975088	99,60	0	—	—
Kalium	K	19	39	20	38,97588	93,2	$^3/_2$	+ 0,39146	+ 0,09
			40	21	39,97675	0,0118 (E,β⁻)	4	− 1,2981	
			41	22	40,97487	6,8	$^3/_2$	+ 0,21517	0,11
Kalzium	Ca	20	40	20	39,97533	96,97	0	—	—
			42	22	41,97199	0,64			
			43	23	42,97246	0,145	$^7/_2$	− 1,3172	
			44	24	43,96948	2,06			
			46	26	45,9677	0,0033			
			48	28	47,9776	0,185			
Skandium	Sc	21	45	24	44,97023	100	$^7/_2$	+ 4,7563	
Titan	Ti	22	46	24	45,96695	7,99			
			47	25	46,96654	7,32	$^5/_2$	− 0,78813	
			48	26	47,96311	73,99			
			49	27	48,96343	5,46	$^7/_2$	− 1,1037	
			50	28	49,96051	5,25			
Vanadium	V	23	50	27	49,96297	0,25 (E)	6	+ 3,3470	
			51	28	50,96009	99,75	$^7/_2$	+ 5,147	0,28
Chrom	Cr	24	50	26	49,96166	4,31			
			52	28	51,95701	83,76			
			53	29	52,95754	9,55	$^3/_2$	− 0,7439	
			54	30	53,95605	2,38			
Mangan	Mn	25	55	30	54,95546	100	$^5/_2$	+ 3,462	+ 0,3
Eisen	Fe	26	54	28	53,95673	5,84			
			56	30	55,952722	91,68			
			57	31	56,953509	2,17	$^3/_2$	< 0,05	
			58	32	57,951731	0,31			
Kobalt	Co	27	59	32	58,951919	100	$^7/_2$	+ 4,6488	0,5

Element	Symb.	Z	A	N	m	%	I	μ	q
Nickel	Ni	28	58	30	57,953767	67,76			
			60	32	59,949823	26,16			
			61	33	60,950460	1,25	3/2	+0,1	
			62	34	61,948033	3,66			
			64	36	63,948285	1,16			
Kupfer	Cu	29	63	34	62,949607	69,1	3/2	+2,2266	−0,157
			65	36	64,948427	30,9	3/2	+2,3847	−0,145
Zink	Zn	30	64	34	63,949472	48,89	0	—	—
			66	36	65,947013	27,81	0	—	—
			67	37	66,948418	4,11	5/2	+0,87571	
			68	38	67,946456	18,56	0	—	—
			70	40	69,947572	0,62			
Gallium	Ga	31	69	38	68,94755	60,5	3/2	+2,0160	0,300
			71	40	70,94737	39,5	3/2	+2,5616	+0,189
Germanium	Ge	32	70	38	69,9465	20,55	0	—	—
			72	40	71,9449	27,37	0	—	—
			73	41	72,9465	7,61	9/2	−0,8791	−0,21
			74	42	73,9446	36,74	0	—	—
			76	43	75,9454	7,67	0	—	—
Arsen	As	33	75	42	74,94551	100	3/2	+1,4390	+0,3
Selen	Se	34	74	40	73,94594	0,87	0	—	—
			76	42	75,94342	9,02	0	—	—
			77	43	76,9444	7,58	1/2	+0,50406	—
			78	44	77,9422	23,52	0	—	—
			80	46	79,94189	49,82	0	—	—
			82	48	81,9427	9,19	0	—	—
Brom	Br	35	79	44	78,9434	50,56	3/2	+2,1055	+0,33
			81	46	80,94213	49,44	3/2	+2,26958	+0,28
Krypton	Kr	36	78	42	77,9450	0,354			
			80	44	79,94177	2,27			
			82	46	81,9395	11,56	0	—	—
			83	47	82,9404	11,55	9/2	−0,969	+0,2
			84	48	83,93819	56,90	0	—	—
			86	50	85,9381	17,37	0		—
Rubidium	Rb	37	85	48	84,9390	72,15	5/2	+1,3527	+0,29
			87	50	86,9369	27,85 (β^-)			+0,14
Strontium	Sr	38	84	46	83,9399	0,58			
			86	48	85,9367	9,99	0	—	—
			87	49	86,9366	7,14	9/2	−1,0930	
			88	50	87,9337	82,29	0	—	—
Yttrium	Y	39	89	50	88,9340	100	1/2	−0,13731	—
Zirkon	Zr	40	90	50	89,9334	51,46			
			91	51	90,9347	11,23	5/2	−1,9	
			92	52	91,9344	17,11			
			94	54	93,9363	17,40			
			96	56	95,9390	2,80			
Niob	Nb	41	93	52	92,9361	100	9/2	+6,1671	−0,2

Element	Symb.	Z	A	N	m	%	I	μ	q
Molybdän	Mo	42	92	50	91,9361	15,86	0	—	—
			94	52	93,9351	9,12	0	—	—
			95	53	94,9363	15,70	$^{5}/_{2}$	− 0,9327	
			96	54	95,9354	16,50	0	—	—
			97	55	96,9372	9,45	$^{5}/_{2}$	− 0,9523	
			98	56	97,9372	23,75	0	—	—
			100	58	99,9382	9,62	0	—	—
Ruthenium	Ru	44	96	52	95,9384	5,57			
			98	54		1,86			
			99	55		12,7	$^{5}/_{2}$	− 0,63	
			100	56		12,6			
			101	57		17,1	$^{5}/_{2}$	0,68	
			102	58	101,9359	31,6			
			104	60	103,9375	18,5			
Rhodium	Rh	45	103	58	102,9373	100	$^{1}/_{2}$	− 0,08790	—
Palladium	Pd	46	102	56	101,9372	0,8			
			104	58	103,9363	9,3			
			105	59	104,9380	22,6	$^{5}/_{2}$	− 0,57	
			106	60	105,9367	27,2			
			108	62	107,9380	26,8			
			110	64	109,9387	13,5			
Silber	Ag	47	107	60	106,9388	51,35	$^{1}/_{2}$	− 0,11356	—
			109	62	108,9392	48,65	$^{1}/_{2}$	− 0,12995	—
Kadmium	Cd	48	106	58	105,9396	1,215			
			108	60	107,9382	0,875			
			110	62	109,9381	12,39	0	—	—
			111	63	110,9397	12,75	$^{1}/_{2}$	− 0,59499	—
			112	64	111,9385	24,07	0	—	—
			113	65	112,9405	12,26	$^{1}/_{2}$	− 0,62243	—
			114	66	113,9398	28,86	0	—	—
			116	68	115,9416	7,58	0	—	—
Indium	In	49	113	64	112,9402	4,33	$^{9}/_{2}$	+ 5,5232	0,820
			115	66	114,9402	95,67 (β^-)	$^{9}/_{2}$	+ 5,5344	0,834
Zinn	Sn	50	112	62	111,9405	0,95			
			114	64	113,9392	0,65			
			115	65	114,9400	0,34	$^{1}/_{2}$	− 0,91780	—
			116	66	115,9388	14,24	0	—	—
			117	67	116,9402	7,57	$^{1}/_{2}$	− 0,999	—
			118	68	117,9393	24,01	0	—	—
			119	69	118,9408	8,58	$^{1}/_{2}$	− 1,0461	—
			120	70	119,9503	32,97	0	—	—
			122	72	121,9423	4,71			
			124	74	123,9449	5,98			
Antimon	Sb	51	121	70	120,9423	57,25	$^{5}/_{2}$	+ 3,3589	− 0,53
			123	72	122,9437	42,75	$^{7}/_{2}$	+ 2,54653	− 0,68
Tellur	Te	52	120	68	119,9423	0,089			
			122	70	121,9419	2,46			
			123	71	122,9435	0,87	$^{1}/_{2}$	− 0,8872	—
			124	72	123,9424	4,61			
			125	73	124,9444	6,99			
			126	74	125,9437	18,71	0	—	—
			128	76	127,9455	31,79	0	—	—
			130	78	129,9480	34,49	0	—	—

Element	Symb.	Z	A	N	m	%	I	μ	q
Jod	J	53	127	74	126,9450	100	5/2	+ 2,8090	− 0,69
Xenon	Xe	54	124	70	123,9453	0,096			
			126	72	125,9447	0,090			
			128	74	127,9446	1,919			
			129	75	128,9457	26,44	1/2	− 0,77679	—
			130	76	129,94481	4,08			
			131	77	130,94670	21,18	3/2	+ 0,69063	0,1
			132	78	131,94608	26,89	0	—	—
			134	80	133,94794	10,44	0	—	—
			136	82	135,95042	8,87	0	—	—
Zäsium	Cs	55	133	78	132,94738	100	7/2	+ 2,5789	− 0,003
Barium	Ba	56	130	74	129,94755	0,13			
			132	76	131,9470	0,19			
			134	78	133,9469	2,60	0	—	—
			135	79	134,94845	6,7	3/2	+ 0,83229	
			136	80	135,94755	8,1	0	—	—
			137	81	136,94906	11,9	3/2	+ 0,9877	
			138	82	137,94873	70,4	0	—	—
Lanthan	La	57	138	81	137,9506	0,089 (E,β⁻)			
			139	82	138,95020	99,911	7/2	+2,7781	0,62
Zer	Ce	58	136	78	135,9503	0,193			
			138	80	137,9499	0,250			
			140	82	139,94976	88,48			
			142	84	141,95431	11,07 (α)			
Praseodym	Pr	59	141	82	140,95228	100	5/2	+ 3,8	− 0,54
Neodym	Nd	60	142	82	141,95260	27,3			
			143	83	142,9551	12,32	1/2	− 1,03	—
			144	84	143,95556	23,8 (α)			
			145	85	144,9581	8,29	7/2	− 0,62	
			146	86	145,95908	17,1			
			148	88	147,96349	5,67			
			150	90	149,96849	5,56			
Samarium	Sm	62	144	82	143,9575	3,1			
			147	85	146,96120	15,0 (α)	7/2	0,83	
			148	86	147,9614	11,3			
			149	87	148,9641	13,9	7/2	0,68	
			150	88	149,96457	7,4			
			152	90	151,9677	26,7			
			154	92	153,9707	22,6			
Europium	Eu	63	151	88	150,9675	47,86	5/2	+ 3,4	+ 1,2
			153	90	152,9692	52,14	5/2	+ 1,5	+ 2,5
Gadolinium	Gd	64	152	88		0,20 (α)			
			154	90	153,9699	2,23			
			155	91		15,1	3/2	0,30	1
			156	92	155,9720	20,6			
			157	93		15,7	3/2	− 0,37	1,1
			158	94	157,9745	24,6			
			160	96	159,9775	21,6			
Terbium	Tb	65	159	94		100	3/2	1,52	

Element	Symb.	Z	A	N	m	%	I	μ	q
Dysprosium	Dy	66	156	90		0,0570			
			158	92		0,100			
			160	94	159,9760	2,35			
			161	95		19,0	5/2	0,38	
			162	96	161,9787	25,5			
			163	97		24,9	(5/2)	0,53	
			164	98	163,9818	28,5			
Holmium	Ho	67	165	98	164,9826	100	7/2	3,31	
Erbium	Er	68	162	94		0,136			
			164	96	163,9808	1,56			
			166	98		33,41			
			167	99		22,94	7/2	0,50	10
			168	100	167,9855	27,07			
			170	102	169,9890	14,88			
Thulium	Tm	69	169	100		100	1/2	− 0,20	—
Ytterbium	Yb	70	168	98		0,135			
			170	100		3,14			
			171	101		14,4	1/2	+ 0,49	—
			172	102		21,9			
			173	103		16,2	5/2	− 0,67	+ 2,4
			174	104		31,6			
			176	106		12,6			
Lutetium	Lu	71	175	104		97,41	7/2	+ 2,9	+ 5,7
			176	105		2,59 (β⁻)	7	+ 4,2	+ 7
Hafnium	Hf	72	174	102		0,163 (α)			
			176	104	175,9965	5,21			
			177	105		18,56	(1/2)	(+ 0,6)	—
			178	106	177,9997	27,1	0	—	—
			179	107		13,75	(1/2)		
			180	108	180,0032	35,2	0	—	—
Tantal	Ta	73	180	107	180,0033	0,0123			
			181	108	181,0043	99,9877	7/2	+ 2,1	+4,3
Wolfram	W	74	180	106	180,0028	0,135			
			182	108	182,0051	26,4	0	—	—
			183	109	183,0073	14,4	1/2	+ 0,1185	—
			184	110	184,0083	30,6	0	—	—
			186	112	186,0120	28,4	0	—	—
Rhenium	Re	75	185	110		37,07	5/2	+ 3,1716	+ 2,8
			187	112		62,93 (β⁻)	5/2	+ 3,1759	+ 2,6
Osmium	Os	76	184	108		0,018			
			186	110		1,59			
			187	111		1,64	1/2	+ 0,12	—
			188	112	188,0154	13,3			
			189	113	189,0181	16,1	3/2	+ 0,65591	+ 2,0
			190	114	190,0185	26,4			
			192	116	192,0220	41,0			
Iridium	Ir	77	191	114		38,5	3/2	+ 0,2	+ 1,2
			193	116		61,5	3/2	+ 0,17	+ 1,0

Element	Symb.	Z	A	N	m	%	I	μ	q
Platin	Pt	78	190	112		0,0127(α)			
			192	114		0,78 (α)			
			194	116	194,0233	32,9	0	—	—
			195	117	195,0257	33,8	1/2	+0,6060	—
			196	118	196,0261	25,2	0	—	—
			198	120	198,0296	7,19			
Gold	Au	79	197	118	197,0280	100	3/2	+0,14	+0,56
Quecksilber	Hg	80	196	116	196,0269	0,146 (α)			
			198	118	198,0288	10,02	0	—	—
			199	119	199,0304	16,84	1/2	+0,50412	0,69
			200	120	200,0307	23,13	0	—	—
			201	121	201,0327	13,22	3/2	−0,613	+0,45
			202	122	202,0332	29,80	0	—	—
			204	124	204,0364	6,85	0	—	—
Thallium	Tl	81	203	122	203,0350	29,50	1/2	+1,62	—
			205	124	205,0375	70,50	1/2	+1,6273	—
Blei	Pb	82	204	122	204,0359	1,40 (α)	0	—	—
			206	124	206,0379	25,2	0	—	—
			207	125	207,0397	21,7	1/2	−0,5894	—
			208	126	208,0407	51,7	0	—	—
Wismut	Bi	83	209	126	209,0449	100 (α)	9/2	+4,0797	−0,4
Thorium	Th	90	232	142	232,1098	100 (α)			
Uran	U	92	235	143	235,1166	0,72 (α)	7/2	0,35	3,8
			238	146	238,1243	99,28 (α)			

Tabelle IV. Die in der Natur vorkommenden radioaktiven Stoffe

Diese Tabelle enthält alle in der Natur vorkommenden radioaktiven Stoffe, erst die drei großen radioaktiven Reihen, dann diejenigen natürlichen radioaktiven Urelemente, welche direkt in stabile Folgeprodukte übergehen.

Spalte 6 gibt die Art der Umwandlung des betreffenden Kerns an: α = Alphastrahlung, β^- = Betastrahlung, E = Elektroneneinfang. Gammastrahlung, die bei den natürlichen Radioaktiven immer nur zusammen mit Alpha- oder Betastrahlung auftritt, ist nicht besonders vermerkt.

Spalte 7 gibt die Energie der Strahlung in Millionen Elektronvolt an. Bei Betastrahlung, wo die Energieverteilung über einen kontinuierlichen Bereich geht, bedeutet die angegebene Zahl die Maximalenergie.

Alter Name	Altes Symbol	Kernladung	Neues Symbol	Halbwertszeit	Umwandlung	Energie der Strahlung (MeV)	Tochterkern
			Uran-Radium-Reihe				
Uran	U	92	U^{238}	$4{,}51 \times 10^9$a	α	4,17	$Th^{234} \equiv$ UX 1
Uran X1	UX1	90	Th^{234}	24,1 d	β^-	0,191	$Pa^{234} \equiv$ UX 2 (99,65%) $Pa^{234is} \equiv$ UZ (0,35%)
Uran X2	UX2	91	Pa^{234}	1,18 min	β^-	2,30	$U^{234} \equiv$ UII
Uran Z	UZ	91	Pa^{234is}	6,7 h	β^-	1,13	$U^{234} \equiv$ UII
Uran II	UII	92	U^{234}	248000 a	α	4,767	$Th^{230} \equiv$ Io
Ionium	Io	90	Th^{230}	80000 a	α	4,687	Ra^{226}
Radium	Ra	88	Ra^{226}	1620 a	α	4,777	$Em^{222} \equiv$ Rn
Radon	Rn	86	Em^{222}	3,825 d	α	5,484	$Po^{218} \equiv$ RaA
Radium A ...	RaA	84	Po^{218}	3,0 min	α β^-	5,998	$Pb^{214} \equiv$ RaB (99,97%) At^{218} (0,03%)
—	—	85	At^{218}	~ 2 sec	α β^-	6,63	$Bi^{214} \equiv$ RaC (99,9%) Em^{218} (0,1%)
—	—	86	Em^{218}	19 msec	α	7,12	$Po^{214} \equiv$ RaC′
Radium B ...	RaB	82	Pb^{214}	26,8 min	β^-	0,65	$Bi^{214} \equiv$ RaC
Radium C ...	RaC	83	Bi^{214}	19,7 min	β^- α	3,15 5,51	$Po^{214} \equiv$ RaC′ (99,96%) $Tl^{210} \equiv$ RaC″ (0,04%)
Radium C′ ...	RaC′	84	Po^{214}	0,16 msec	α	7,680	$Pb^{210} \equiv$ RaD
Radium C″ ..	RaC″	81	Tl^{210}	1,32 min	β^-	1,96	$Pb^{210} \equiv$ RaD
Radium D ...	RaD	82	Pb^{210}	19,4 a	β^-	0,065	$Bi^{210is} \equiv$ RaE
Radium E ...	RaE	83	Bi^{210is}	5,0 d	β^- α	1,17 4,96	$Po^{210} \equiv$ RaF (~ 100%) Tl^{206} (0,00017%)
Polonium	Po (RaF)	84	Po^{210}	138,4 d	α	5,298	Pb^{206}
—	—	81	Tl^{206}	4,2 min	β^-	1,51	Pb^{206}
Uranblei	(RaG)	82	Pb^{206}	stabil			
			Uran-Aktinium-Reihe				
Aktinouran ..	U	92	U^{235}	$7{,}53 \times 10^8$a	α	4,58	$Th^{231} \equiv$ UY
Uran Y	UY	90	Th^{231}	24,6 h	β^-	0,305	Pa^{231}
Protaktinium .	Pa	91	Pa^{231}	34300 a	α	5,049	Ac^{227}
Aktinium	Ac	89	Ac^{227}	21,6 a	β^- α	0,045	$Th^{227} \equiv$ RdAc (99%) $Fr^{223} \equiv$ AcK (1%)
Aktinium K ..	AcK	87	Fr^{223}	22 min	β^- α	1,3 5,34	$Ra^{223} \equiv$ AcX At^{219}
—	—	85	At^{219}	54 sec	α β^-	6,27	Bi^{215} $Em^{219} \equiv$ An

Alter Name	Altes Symbol	Kern-ladung	Neues Symbol	Halb-wertszeit	Um-wandlung	Energie der Strahlung (MeV)	Tochterkern
—	—	83	Bi^{215}	8 min	β^-		$Po^{215} \equiv$ AcA
Radioaktinium	RdAc	90	Th^{227}	18,2 d	α	6,030	$Ra^{223} \equiv$ AcX
Aktinium X .	AcX	88	Ra^{223}	11,7 d	α	5,750	$Em^{219} \equiv$ An
Aktinon	An	86	Em^{219}	3,92 sec	α	6,824	$Po^{215} \equiv$ AcA
Aktinium A ..	AcA	84	Po^{215}	1,83 msec	{ α β^-	7,365	$Pb^{211} \equiv$ AcB ($\sim$ 100%) At^{215} (0,0005 %)
—	—	85	At^{215}	$\sim$0,1 msec	α	8,00	$Bi^{211} \equiv$ AcC
Aktinium B ..	AcB	82	Pb^{211}	36,1 min	β^-	1,39	$Bi^{211} \equiv$ AcC
Aktinium C ..	AcC	83	Bi^{211}	2,15 min	{ α β^-	6,61	$Tl^{207} \equiv$ AcC″ (99,7%) $Po^{211} \equiv$ AcC′ (0,3%)
Aktinium C″ .	AcC″	81	Tl^{207}	4,79 min	β^-	1,44	Pb^{207}
Aktinium C′ .	AcC′	84	Po^{211}	0,52 sec	α	7,42	Pb^{207}
Aktiniumblei .	(AcD)	82	Pb^{207}	stabil			
				Thorium-Reihe			
Thorium	Th	90	Th^{232}	$1,39\times10^{10}$a	α	4,00	$Ra^{228} \equiv$ MsTh 1
Mesothorium 1	MsTh 1	88	Ra^{228}	6,7 a	β^-	0,012	$Ac^{228} \equiv$ MsTh 2
Mesothorium 2	MsTh 2	89	Ac^{228}	6,13 h	β^-	2,18	$Th^{228} \equiv$ RdTh
Radiothorium	RdTh	90	Th^{228}	1,91 a	α	5,421	$Ra^{224} \equiv$ ThX
Thorium X ..	ThX	88	Ra^{224}	3,64 d	α	5,681	$Em^{220} \equiv$ Tn
Thoron	Tn	86	Em^{220}	51,5 sec	α	6,279	$Po^{216} \equiv$ ThA
Thorium A ..	ThA	84	Po^{216}	0,158 sec	{ α β^-	6,774	$Pb^{212} \equiv$ ThB ($\sim$ 100%) At^{216} (0,013%)
—	—	85	At^{216}	$\sim$0,3 msec	α	7,79	$Bi^{212} \equiv$ ThC
Thorium B ..	ThB	82	Pb^{212}	10,6 h	β^-	0,59	$Bi^{212} \equiv$ ThC
Thorium C ...	ThC	83	Bi^{212}	60,5 min	{ β^- α	2,2 6,05	$Po^{212} \equiv$ ThC′ (64%) $Tl^{212} \equiv$ ThC″ (36%)
Thorium C′ ..	ThC′	84	Po^{212}	0,3 μsec	α	8,777	Pb^{208}
Thorium C″ ..	ThC″	81	Tl^{208}	3,1 min	β^-	1,79	Pb^{208}
Thoriumblei .	(ThD)	82	Pb^{208}	stabil			

Natürliche radioaktive Urelemente außerhalb der drei großen radioaktiven Reihen

Element	Kern-ladung	Massen-zahl	Symbol	Häufigkeit im natürlichen Isotopengemisch (%)	Halbwerts-zeit	Um-wand-lung	Energie der Strah-lung MeV	Tochterkern
Kalium	19	40	Ka^{40}	0,0117	$1,3\times10^{9}$ a	{ β^- E	1,32	Ca^{40} (89%) A^{40} (11%)
Vanadium ..	23	50	V^{50}	0,25	4×10^{14} a	E		Ti^{50}
Rubidium ...	37	87	Rb^{87}	27,85	$6,1\times10^{10}$ a	β^-	0,275	Sr^{87}
Indium	49	115	In^{115}	95,7	6×10^{14} a	β^-	0,6	Sn^{115}
Lanthan	57	138	La^{138}	0,089	$1,1\times10^{11}$ a	{ E β^-		Ba^{138} (70%) Ce^{138} (30%)
Zer	58	142	Ce^{142}	11,07	5×10^{15} a	α	1,5	Ba^{138}
Neodym	60	144	Nd^{144}	23,8	5×10^{15} a	α	1,8	Ce^{140}
Samarium ..	62	147	Sm^{147}	15,0	$1,3\times10^{11}$ a	α	2,15	Nd^{143}
Gadolinium	64	152	Gd^{152}	0,20	$\sim10^{15}$ a	α	1,7	Sm^{148}
Lutetium ...	71	176	Lu^{176}	2,59	$4,6\times10^{10}$ a	{ β^- E	0,43	Hf^{176} (97%) Yb^{176} (3%)
Hafnium ...	72	174	Hf^{174}	0,163	$\sim4\times10^{15}$ a	α	2,6	Yb^{170}
Rhenium ...	75	187	Re^{187}	62,9	$\sim5\times10^{10}$ a	β^-	$<$0,008	Os^{187}
Platin	78	190	Pt^{190}	0,012	10^{12} a	α	3,3	Os^{186}
Platin	78	192	Pt^{192}	0,78	$\sim10^{15}$ a	α	2,6	Os^{188}
Quecksilber	80	196	Hg^{196}	0,146	$\sim10^{15}$ a	α	3,4	Pt^{192}
Blei	82	204	Pb^{204}	1,40	$1,4\times10^{17}$ a	α	2,6	Hg^{200}
Wismut	83	209	Bi^{209}	100	2×10^{17} a	α	3,0	Tl^{205}

Tabelle V. Die radioaktiven Kerne

(Stand vom Sommer 1958)

Spalte 1 (El) gibt das Symbol des betreffenden Elements an.

Spalte 2 gibt die Kernladung Z an.

Spalte 3 enthält die Massenzahl A des Strahlers. Wo diese nur vermutet, aber nicht ganz sichergestellt ist, ist die betreffende Zahl eingeklammert (51). is hinter der Zahl bedeutet ein Isomer, also einen metastabilen Zustand. Es sind nur Isomere mit Halbwertszeiten > 1 msec aufgeführt.

Spalte 4 enthält die Neutronenzahl $N = A - Z$.

Spalte 5 enthält die Halbwertszeit für die Umwandlung.

Spalte 6 (Str) gibt die Art der radioaktiven Strahlung an (α = Alphastrahlung; β^- = Ausstrahlung negativer Elektronen [Betastrahlung]; β^+ = Ausstrahlung positiver Elektronen; E = Elektroneneinfang; Sp = spontane Spaltung; γ = Gammaübergang, dieser ist nur bei Isomeren eigens angegeben, und zwar auch dann, wenn durch innere Umwandlung ein Elektron ausgestrahlt wird. Wo bei dualen Strahlern der prozentuale Anteil der einzelnen Strahlungsarten am Gesamtzerfall bekannt ist, sind die Prozentzahlen hinter der Strahlungsart in Klammern beigefügt. (n) oder (α) bedeutet, daß der durch die Umwandlung gebildete Kern mindestens in einem Teil der Fälle sofort ein Neutron beziehungsweise ein Alphateilchen aussendet.

Spalte 7 enthält die beim Zerfall frei werdende Energie E in Millionen Elektronvolt. Bei Alphastrahlern ist also — im Gegensatz zu Tabelle IV — die Energie des Rückstoßkerns miteingeschlossen; die Energie des Alphateilchens allein ist $E\frac{A-4}{A}$. Bei Betastrahlern und Positronenstrahlern bedeutet die Zahl die obere Grenze des Energiespektrums, (k) bedeutet, daß das Betaspektrum komplex ist. Bei Elektroneneinfang ist E die aus dem Ende des Spektrums der inneren Bremsstrahlung erschlossene Umwandlungsenergie.

Spalte 8 gibt die Energiewerte für die stärksten oder extremen Komponenten der Gammastrahlung. Die Prozentangaben beziehen sich auf die Zahl der umgewandelten Kerne. — bedeutet, daß keine Gammastrahlung beobachtet wurde, +, daß eine solche beobachtet, aber nicht genau vermessen wurde.

Spalte 9 gibt, soweit sie gemessen sind, den Spin I, das magnetische Moment μ und das elektrische Quadrupolmoment q an; nat. bedeutet, daß der Kern in der irdischen Natur vorkommt, bei sogenannten Urelementen ist noch der Anteil am natürlichen Isotopengemisch in Prozent angegeben.

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
n	0	1	1	12 min	β^-	0,782	—	$I = 1/2$; $\mu = -1{,}91314$
H	1	3	2	12,26 a	β^-	0,0180	—	$I = 1/2$; $\mu = +2{,}97884$
He	2	6	4	0,83 sec	β^-	3,5	—	
Li	3	8	5	0,84 sec	β^-, (α)	12,7	—	
		9	6	0,168 sec	β^-, (n), (α)	~8	—	
Be	4	(6)	2	~0,4 sec				
		7	3	53 d	E.		0,479	
		10	6	2,5 Ma	β^-	0,56		
		11	7	14,1 sec	β^-	>5		
B	5	8	3	0,7 sec	β^+ (α)	13,7		
		12	7	0,0185 sec	β^-, α (1,3%)	13,4; 0,19 (α)	~4,5	
		13	8	0,035 sec	β^-			
C	6	10	4	19,1 sec	β^+	2,1	0,72 u. a.	
		11	5	20,4 min	β^+	0,98	—	
		14	8	5600 a	β^-	0,155	—	$I = 0$
		15	9	2,35 sec	β^-	9,5 (k)	5,3 (80%)	
N	7	12	5	0,0125 sec	β^+ (α)	16,6	—	
		13	6	10,1 min	β^+	1,185		
		16	9	7,38 sec	β^-	10,3 (k)	6,1 u. a.	$I = 2$
		17	10	4,14 sec	β^-, (n)	3,7	+	
O	8	14	6	72,1 sec	β^+	1,83	2,30	
		15	7	2,06 min	β^+	1,72	—	
		19	11	29,4 sec	β^-	4,5 (k)	1,37 u. a.	
F	9	17	8	1,1 min	β^+	1,749	—	
		18	9	1,85 h	β^+, E (3%)	0,64	—	$I = 1$; $\mu = +0{,}8$
		20	11	11 sec	β^-	5,42	1,672 (100%)	
		21	12	5 sec	β^-			
Ne	10	18	8	1,6 sec	β^+	3,2		
		19	9	18 sec	β^+, E	2,2	—	
		23	13	38 sec	β^-	4,4 (k)	0,436 (30%); 1,647 (1%)	
		24	14	3,4 min	β^-	1,98 (k)	0,472 (100%); 0,878 (8%)	
Na	11	20	9	0,38 sec	β^+, (α)			
		21	10	23 sec	β^+	2,50		
		22	11	2,6 a	β^+, E (10%)	0,542	1,28 (80%)	$I = 3$; $\mu = +1{,}746$
		24	13	15,0 h	β^-	1,40	5,3; 4,1 u. a.	$I = 4$; $\mu = +1{,}688$
		24is	13	0,02 sec	β^-, γ	~6	0,472	
		25	14	60 sec	β^-	4,0 (k)	0,98; 1,60 u. a.	
		26	15	1,0 sec	β^-	>5		

Mg	12	(22)	10	0,13 sec				
		23	11	12,1 sec	β^+	2,95	—	
		27	15	9,5 min	β^-	1,75 (k)	0,834; 1,015	
		28	16	21,3 h	β^-	0,459	0,032; 1,35; 0,40; 0,95	
Al	13	23 ?	10	0,13 sec				
		24	11	2,0 sec	β^+, (α 0,01%)	8,5 (α ~2)	7,1 u. a.	
		25	12	7,3 sec	β^+	3,2	0,46; 0,23	
		26	13	0,8 Ma	β^+, E (16%)	1,17	1,8; 1,10; 2,94	I = 5; $\mu = +2{,}8$
		26is	13	6,6 sec	β^+	3,2		
		28	14	2,31 min	β^-	2,88	1,77	
		29	15	6,6 min	β^-	2,5 (k)	1,31 (89%); 2,42 (9%)	
Si	14	(26)	12	1,7 sec				
		27	13	4,0 sec	β^+	3,7		
		31	17	2,6 h	β^-	1,47	—	
		32	18	~700 a	β^-	~0,1		
P	15	28	13	0,28 sec	β^+	10,6 (k)	7,6 u. a.	
		29	14	4,6 sec	β^+	3,95	1,28 (1,5%)	
		30	15	2,55 min	β^+	3,23	—	I = 1; $\lvert\mu\rvert = 0{,}6$
		32	17	14,3 d	β^-	1,711	—	
		33	18	24,4 d	β^-	0,25	—	
		34	19	12,4 sec	β^-	5,1 (k)	2,1; 4,0	
S	16	31	15	2,72 sec	β^+	4,5		
		35	19	87 d	β^-	0,167		I = $^3/_2$; $\mu = 1{,}00$; q = 0,045
		37	21	5 min	β^-	1,6 (90%); 4,7 (10%)	3,1 (90%)	
		38	22	2,87 h	β^-	3,0 (k)	1,88	
Cl	17	32	15	0,31 sec	β^+, (α 0,01%)	9,4 (k)	4,77 (14%); 2,21 (70%) u. a.	
		33	16	2,8 sec	β^+	4,13	2,85 (~0,3%)	
		34	17	1,58 sec	β^+	4,45		
		34is	17	32,4 min	β^+, γ (~50%)	2,6 (k)	4,0; 3,22 u. a.	I = 3; $\mu = +1{,}4$
		36	19	0,25 Ma	β^-, E (1,7%)	0,714	—	I = 2; $\mu = +1{,}28538$; q = 0,0168
		38	21	37,7 min	β^-	4,81 (k)	1,60; 2,15	
		38is	21	1,0 sec	γ		0,66	
		39	22	56 min	β^-	1,91; 3,45 (k)	1,266; 0,246; 1,520	
		40	23	1,4 min	β^-	7,5 (k)	6,0 u. a.	
A	18	35	17	1,83 sec	β^+	4,96 (k)	1,19; 1,73 (je ~3%)	
		37	19	34 d	E	(0,812)		
		39	21	265 a	β^-	0,565		
		41	23	1,8 h	β^-	1,20 (99%); 2,48 (1%)	1,29	
		42	24	>3,5 a	β^-			

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
K	19	37	18	1,3 sec	β^+	5,1		
		38	19	0,95 sec	β^+	4,57		
		38(is)	19	7,7 min	β^+	2,68	2,16	
		40	21	$1{,}3\times10^{9}$ a	β^-, E (11%)	1,320	1,46 (11%)	nat. 0,0117%; I = 4; $\mu = -1{,}290$
		42	23	12,5 h	β^-	3,55 (k)	1,51 (11%) u. a.	I = 2; $\mu = -1{,}137$
		43	24	22,4 h	β^-	0,83 (k)	0,615; 0,375 u. a.	
		44	25	20 min	β^-	1,5; 4,9	2,48; 3,6 u. a.	
		(45)	26	34 min				
Ca	20	39	19	0,90 sec	β^+	6,1		
		41	21	0,11 Ma	E			
		45	25	164 d	β^-	0,254	—	
		47	27	4,8 d	β^-	1,94 (k)	1,3 u. a.	
		49	29	8,9 min	β^-	1,95 (k)	3,07 (89%); 4,04 (10%) u. a.	
Sc	21	40	19	0,22 sec	β^+	9,0; 3,75		
		41	20	0,87 sec	β^+	4,94		
		42	21	0,62 sec	β^+	4,8	—	
		43	22	3,84 h	β^+	1,20 (k)	0,375; 0,627 u. a.	
		44	23	3,90 h	β^+, E (6%)	1,46	1,16; 2,54 (0,12%)	
		44is	23	2,46 d	γ		0,27	
		46	25	84 d	β^-	0,357	0,892; 1,118 (je 100%)	
		46is	25	19,5 sec	γ		0,142	
		47	26	3,3 d	β^-	0,45 (74%); 0,61 (26%)	0,16	
		48	27	1,83 d	β^-	0,64	0,98; 1,04; 1,32 (je 100%)	
		49	28	57 min	β^-	2,0		
		50	29	1,7 min	β^-	3,5	1,17; 1,59 (je 100%)	
Ti	22	43	21	0,58 sec	β^+	$\geqslant 6$		
		44	22	~1000 a	E		0,068; 0,078; 0,16	
		45	23	3,0 h	β^+, E	1,02	+	
		51	29	5,8 min	β^-	2,13 (k)	0,323 (95,8%); 0,928 (4,2%)	
V	23	(46)	23	0,37 sec				
		47	24	32 min	β^+	1,9	—	
		48	25	16,2 d	β^+ E (42%)	0,69	1,32 (~100%); 0,99	
		49	26	327 d	E	0,622	—	I = $^7/_2$; $\lvert\mu\rvert = 4{,}46$
		50	27	4×10^{14} a	E			nat. 0,25%; I = 6; $\mu = +3{,}3470$
		52	29	3,7 min	β^-	2,47	1,44	
		53	30	1,7 min	β^-	2,53	1,00 u. a.	
		54	31	55 sec	β^-	3,3	0,835; 0,990	

Cr	24	(46)	22	1,1 sec				
		(47)	23	0,4 sec				
		48	24	23 h	E		0,116; 0,305	
		49	25	42 min	β^+	1,47 (k)	0,091 (30%); 0,063 (15%); 0,150 (14%)	
		51	27	27,8 d	E	0,752	0,325 (10%)	
		55	31	3,6 min	β^-	2,8	—	
		(56)		(sehr lang)				
Mn	25	(49)	24	0,4 sec				
		50	25	0,27 sec	β^+	~6,3		
		51	26	45,2 min	β^+	2,16	—	
		52	27	5,7 d	E, β^+ (32%)	0,58	0,73; 0,94; 1,46	$I = 6$; $\mu = +2{,}8$
		52is	27	21 min	β^+	2,63	1,46	
		53	28	2 Ma				$I = 7/2$; $\lvert\mu\rvert = 5{,}05$
		54	29	290 d	E	0,528	0,83	
		56	31	2,58 h	β^-	2,81 (k)	0,822; 1,81; 2,13	$I = 3$; $\lvert\mu\rvert = 3{,}50$
		57	32	1,7 min	β^-	2,6	0,117; 0,134 u. a.	
Fe	26	52	26	8,3 h	β^+, E (45%)	0,804	1,63	
		53	27	9 min	β^+	2,5	0,370 (30%)	
		55	29	2,6 a	E	0,22		
		59	33	45 d	β^-	0,462 (k)	1,100; 1,278	
		60	34	~0,3 Ma				
		61	35	5,5 min	β^-		+	
Co	27	(54)	27	0,2 sec	β^+	~7,4		
		55	28	18,2 h	β^+, E (40%)	1,50 (k)	0,935; 0,477; 1,41	
		56	29	77 d	E, β^+ (20%)	1,50 (k)	0,85; 1,24; 3,25 u. a.	$I = 4$; $\lvert\mu\rvert = 3{,}855$
		57	30	267 d	E	0,434	0,12; 0,136 (je 100%)	$I = 7/2$; $\lvert\mu\rvert = 4{,}65$
		58	31	71 d	E, β^+ (15%)	0,48	0,814 (85%); 0,500 u. a.	$I = 2$; $\mu = 4{,}5$
		58is	31	9,2 h	γ		0,025	
		60	33	5,2 a	β^-	0,30	1,173; 1,332 (je 100%)	$I = 5$; $\mu = +3{,}8$
		60is	33	10,5 min	γ, β^- (0,3%)	1,5	0,059	
		61	34	1,65 h	β^-	1,22	0,072 (100%)	
		62	35	14 min	β^-	2,8 (k)	1,17; 1,0; 2,0; 1,7	
		62is	35	1,6 min	β^-		+	
Ni	28	56	28	6,4 d	E		0,17; +1,75 u. a.	
		57	29	36 h	E, β^+ (~50%)	0,84 (k)	1,38; 1,91; 0,12	
		59	31	10^5 a	E	1,07	—	
		63	35	125 a	β^-	0,067		
		65	37	2,56 h	β^-	2,10 (k)	1,49; 1,12; 0,37	
		66	38	55 h	β^-	0,2		
Cu	29	(57)	28	0,18 sec				
		58	29	9,5 min	β^+	0,7		
		58is	29	3,0 sec	β^+	7,5		

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Cu	29	59	30	81 sec	β+	3,7	0,88; 1,31 u. a.	
		60	31	23,4 min	β+, E (7%)	2,01 (k)	1,33; 1,8 u. a.	I = 2
		61	32	3,3 h	β+, E (32%)	1,22 (k)	0,28; 1,22 u. a.	I = ³/₂
		62	33	10,1 min	β+	2,91	0,66—2,24	
		64	35	12,8 h	E, β− (31%), β+ (15%)	0,66 (β+); 0,57 (β−)	1,35 (0,6%)	I = 1; | μ | = 0,40
		66	37	5,2 min	β−	2,6 (k)	1,03	
		67	38	61 h	β−	0,58 (k)	0,094; 0,18	
		68	39	32 sec	β−	3	+	
Zn	30	60	30	2,1 min				
		61	31	1,5 min	β+	4,9	—	
		62	32	9,3 h	E, β+ (2,2%)	0,67	0,0413 (36%)	
		63	33	38 min	β+, E (7%)	2,36	0,96; 1,89 u. a.	
		65	35	245 d	E, β+ (1,7%)	0,325	1,11 (44%)	
		69	39	52 min	β−	0,92	—	
		69is	39	14 h	γ		0,439	
		71	41	2,2 min	β−	2,4	0,12; 0,51 u. a.	
		71is	41	3 h	β−	1,5	0,38; 0,49; 0,61 (je 100%)	
		72	42	49 h	β−	0,3	+	
Ga	31	64	33	2,6 min	β+	6,09 (k)	0,97; 2,2; 3,25	
		65	34	15 min	β+, E	2,24 (k)	0,052; 0,092; 0,114	
		(65is)	34	8 min	β+		—	
		66	35	9,4 h	β+, E (34%)	4,14	1,04; 2,75; 4,83 u. a.	I = 0
		67	36	78 h	E		0,092; 0,182; 0,30 u. a.	I=³/₂; μ=+1,84; q=+0,21
		68	37	68 min	β+, E (15%)	1,90	1,02 (7%)	I = 1
		70	39	21,1 min	β−	1,65	0,17; 1,04	
		72	41	14,1 h	β−	3,16 (k)	0,834; 2,203 u. a.	I = 3; | μ | = 0,12
		73	42	5 h	β−	1,4		
		74	43	7,8 min	β−	2,65 (k)	0,58; 2,3; 2,6	
Ge	32	66	34	2,5 h	β+		0,045; 0,186; 0,114 u. a.	
		67	35	19 min	β+	3,4	0,17	
		68	36	275 d	E		—	
		69	37	40,4 h	E, β+ (33%)	1,22 (k)	1,12 u. a.	
		71	39	12,5 d	E	0,237	—	
		73is	41	0,33 sec	γ		0,054; 0,013 (je 100%)	
		75	43	82 min	β−	1,14 (k)	0,269 u. a.	
		75is	43	48 sec	γ		0,139	
		77	45	12 h	β−	2,1 (k)	0,21—2,30	
		77is	45	52 sec	β−, γ (14%)	2,9 (k)	0,159; 0,215	
		78	46	86 min	β−	0,9	+	

As	33	(68)	35	~7 min				
		69	36	15 min	β^+	2,9	0,33	
		70	37	52 min	β^+	2,45 (k)	1,07 u. a.	
		71	38	60 h	E, β^+ (32%)	0,81 (k)	0,189 (7%)	
		72	39	26 h	E, β^+	3,34 (k)	0,697 u. a.	
		73	40	76 d	E		0,054	
		74	41	17,5 d	E, β^- (33%), β^+ (29%)	1,36 (β^-); 1,45 (k, β^+)	0,596; 0,635	
		76	43	26,5 h	β^-	2,96 (k)	0,560 u. a. bis 2,06	I = 2; $\mu = -0{,}906$
		77	44	39 h	β^-	0,700	0,245; 0,525 u. a.	
		78	45	90 min	β^-	4,1 (k)	0,615; 1,32 u. a.	
		79	46	9,1 min	β^-	2,3		
		(80)	47	36 sec				
		(85)	52	0,43 sec	β^-, (n)			
Se	34	(70)	36	44 min	β^+			
		71	37	5 min	β^+	3,4	0,160	
		72	38	8,6 d	E		0,050	
		73	39	7,1 h	β^+, E	1,29	0,066; 0,36	
		(73is)	39	44 min	β^+	1,7		
		75	41	120 d	E		0,27; 0,136 u. a.	I = $^5/_2$; q = +1,1
		75is	41	0,018 sec	γ		0,097	
		77is	43	17 sec	γ		0,162	
		79	45	65000 a	β^-	0,16		I = $^7/_2$; $\mu = -1{,}015$; q = +0,9
		79is	45	3,9 min	γ		0,096	
		81	47	18,2 min	β^-	1,38		
		81is	47	57 min	γ		0,10	
		83	49	25 min	β^-	1,5	0,95; 0,18	
		83is	49	69 sec	β^-	3,4	1,01; 2,02 u. a.	
		84	50	3,3 min	β^-			
		85	51	39 sec				
		(86)	52	17 sec				
Br	35	74	39	42 min	β^+, E		0,64	
		75	40	95 min	β^+, E	1,70 (k)	0,285	
		76	41	17,5 h	β^+	3,57 (k)	0,56; 0,66; 1,2	
		77	42	58 h	E, β^+ (4%)	0,36	0,023—1,00	
		78	43	<6 min	β^+	2,4		
		78is	43	6,4 min	γ		0,108; 0,046	
		80	45	17,5 min	β^-,E(5%),β^+(3%)	1,99 (k, β^-); 0,86 (β^+)	0,62 (14%)	
		80is	45	4,4 h	γ		0,037; 0,049	
		82	47	36 h	β^-	0,435	0,777; 0,556; 1,042 u. a.	
		83	48	2,3 h	β^-	0,94	0,051	
		84	49	31 min	β^-	4,76 (k)	0,89; 3,93 u. a.	
		84is	49	6,0 min	β^-	1,9; 3,2 (k)	0,88; 1,89 u. a.	

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Br	35	85	50	3,0 min	β^-	2,5	—	
		87	52	55,6 sec	β^-, (n)	8,0; 2,6	5,4 u. a.	
		88	53	15,5 sec	β^-, (n)			
		(89)	54	4,5 sec	β^-, (n)			
Kr	36	76	40	9,7 h	(β^+)		0,093—0,40	
		77	41	1,2 h	β^+, E (16%)	1,86 (k)	0,108; 0,131; 0,870 u. a.	
		79	43	35,5 h	E, β^+ (9%)	0,60	0,0445; 0,261; 0,606 u. a.	
		(79is)	43	55 sec	γ		0,127	
		81	45	210000 a	E		0,012	
		81is	45	13 sec	γ		0,19	
		83is	47	1,9 h	γ		0,032; 0,009 (je 100%)	
		85	49	10,6 a	β^-	0,672	0,517	$I = {}^9/_2$; $\mu = -1{,}001$; $q = +0{,}25$
		85is	49	4,4 h	β^-, γ (22%)	0,824	0,150; 0,305	
		87	51	1,3 h	β^-	3,8 (k)	0,403; 0,847 u. a.	
		88	52	2,77 h	β^-	2,7 (k)	0,191; 2,40 u. a.	
		89	53	3,2 min	β^-	4,0		
		90	54	33 sec	β^-	3,2		
		91	55	9,8 sec	β^-	3,6		
		92	56	3,0 sec	β^-			
		93	57	2,0 sec	β^-			
		94	58	1,4 sec	β^-			
		95	59	kurz	β^-			
		97	61	~1 sec	β^-			
Rb	37	79	42	24 min	β^+		0,15	
		81	44	4,7 h	E, β^+ (13%)	1,05 (k)	1,10 u. a.	$I = {}^3/_2$, $\mu = +2{,}05$
		81is	44	30 min	β^+, γ	1,4	0,085	$I = {}^9/_2$
		82	45	1,2 min	β^+	3,5	0,15; 0,95	
		82is	45	6,3 h	E, β^+ (6%)	0,782	+	$I = 5$; $\mu = +1{,}51$
		83	46	83 d	E		0,525 (100%)	$I = {}^5/_2$; $\mu = +1{,}43$
		84	47	33 d	E, β^+ (20%), β^- (2,4%)	1,70 (k, β^+); 0,9 (β^-)	0,89 (65%); 1,91 (1%)	$I = 2$; $\mu = -1{,}32$
		84is	47	21 min	γ		0,24; 0,46	
		86	49	18,7 d	β^-	1,77 (k)	1,08 (9%)	$I = 2$; $\mu = -1{,}69$
		86is	49	61 sec	γ		0,56	
		87	50	$6{,}1 \times 10^{10}$ a	β^-	0,275	—	nat. (27,85%); $I = {}^3/_2$; $\mu = +2{,}7414$; $q = 0{,}14$
		88	51	17,7 min	β^-	5,3 (k)	1,85; 0,91 u. a.	
		89	52	15 min	β^-	3,92 (k)	1,05; 1,26; 2,20 u. a.	
		90	53	2,7 min	β^-	5,7	+	

Rb	37	91	54	14 min	β^-	3,0	+	
		91is	54	100 sec	β^-	4,6	+	
		(92)	55	80 sec	β^-			
		93	56	kurz	β^-			
		94	57	kurz	β^-			
		95	58	kurz	β^-			
		97	60	kurz	β^-			
Sr	38	81	43	29 min	E, β^+		2,41	
		82	44	27 d	E		0,95 u. a.	
		83	45	34 h	E, β^+	1,15	0,16 u. a.	
		85	47	64 d	E		0,513	
		85is	47	70 min	γ, E (14%)		0,225 u. a.	
		87is	49	2,8 h	γ		0,388	
		89	51	51 d	β^-	1,46	—	
		89is	51	(~10 d)	γ			
		90	52	28 a	β^-	0,545	—	
		91	53	9,7 h	β^-	2,7 (k)	1,41 u. a.	
		92	54	2,7 h	β^-	0,55 (90%); 1,5 (10%)	1,37	
		93	55	7 min	β^-			
		94	56	1,3 min	β^-			
		95	57	~0,7 min	β^-			
		97	59	kurz	β^-			
Y	39	82	43	70 min				
		83	44	3,5 h				
		84	45	3,7 h	β^+, E	2,0	+	
		85	46	5 h				
		86	47	14,6 h	β^+	1,8 (k)	1,4	
		87	48	80 h	E, β^+ (0,3%)		0,484	
		87is	48	14 h	γ		0,381	
		88	49	105 d	β^+	0,58	1,85; 0,91	
		89is	50	14 sec	γ		0,915	
		90	51	64,6 h	β^-, β^+ (0,018%)	2,26; 0,72 (β^+)	—	
		91	52	57,5 d	β^-	1,55	1,22 (0,3%)	
		91is	52	50 min	γ		0,551	
		92	53	3,4 h	β^-	3,6	0,94; 1,45 u. a.	
		93	54	11 h	β^-	3,1	0,265—2,45	
		94	55	20 min	β^-	5,4	1,4	
		95	56	10,5 min	β^-			
		97	58	kurz	β^-			
Zr	40	86	46	~17 h	E			
		87	47	94 min	β^+, E	2,10	0,65; 0,35	
		88	48	85 d	E		0,406	
		89	49	79 h	E, β^+ (25%)	0,91		

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Zr	40	89is	49	4,4 min	γ, E (5,6%), β^+ (1,8%)		0,587	
		90is	50	0,83 sec	γ		2,30	
		93	53	950000 a	β^-	0,063 (k)		
		95	55	65 d	β^-	0,883 (3%); 0,364 (54%) (k)	0,722; 0,754	
		97	57	17 h	β^-	1,91	1,6 (2%) u. a.	
		(99)	59	30 sec	β^-			
Nb	41	89	48	1,9 h	β^+	2,9		
		89is	48	0,8 h	β^+			
		90	49	15 h	β^+	1,51	1,14; 2,32 u. a.	
		90is	49	24 sec	γ		0,12	
		90is*	49	0,01 sec	γ			
		91	50	$\sim 10^4$ a	E			$I = {}^9/_2$
		91is	50	62 d	γ		1,21; 0,104	$I = {}^1/_2$
		92	51	10 d	E		0,933	
		92is	51	13 h	E		2,35	
		93is	52	3,65 a	γ		0,0292	
		94	53	27000 a	β^-	0,61	0,70; 0,87 u. a.	
		94is	53	6,6 min	γ		0,042	
		95	54	35 d	β^-	0,160; 0,93 (1%)	0,77	
		95is	54	3,7 d	γ		0,232	
		96	55	23,3 h	β^-	0,70	0,770 u. a.	
		97	56	72 min	β^-	1,27	0,665	
		97is	56	60 sec	γ		0,75	
		98	57	30 min	β^-			
		99	58	2,5 min	β^-	3,2		
Mo	42	90	48	5,7 h	β^+	1,15	0,1—1,1	
		91	49	15,7 min	β^+	3,44	—	$I = {}^9/_2$
		91is	49	66 sec	γ, β^+ (30%)	3,99 (k)	1,55 u. a.	$I = {}^1/_2$
		93	51	>2 a	E			
		93is	51	6,9 h	γ		1,48; 0,69; 0,26	
		99	57	67 h	β^-	1,23 (k)	0,041—0,780	
		101	59	14,6 min	β^-	2,2 (k)	0,20—2,08	
		(102)	60	11,5 min	β^-			
		105	63	<2 min	β^-			
Tc	43	(92)	49	4,3 min	β^+, E	4,1	1,3	
		93	50	2,7 h	E, β^+ (12%)	0,82 (k)	1,35; 1,50	
		93is	50	44 min	γ, E (20%)		0,39 (80%); 2,7 (20%)	
		94	51	54 min	β^+, E (27%)	2,41	0,875—3,27	
		95	52	20 h	E		0,762	

Tc	43	95is	52	60 d	E, γ (3%), β^+ (0,1%)	0,68 (k)	0,20—1,02	
		96	53	4,2 d	E		0,31—2,4	
		96is	53	52 min	γ		0,034	
		97	54	2,6 Ma	E			
		97is	54	91 d	γ		0,099	
		98	55	1,5 Ma	β^-	0,30	0,74; 0,65 (je 100%)	
		99	56	220000 a	β^-	0,29		$I = {}^9/_2$; $\mu = 5{,}5$; $q = +0{,}3$
		99is	56	6,0 h	γ		0,142	
		100	57	15,7 sec	β^-	3,38 (k)	0,55	
		101	58	14,3 min	β^-	1,4 (k)	0,30 u. a	
		102	61	4,5 min	β^-	~2	0,473	
		(102)	59	5,9 sec	β^-	3,7		
		(103)	60	1,2 min	β^-			
		104	61	18 min	β^-	2,4	0,87 u. a.	
		105	62	10 min	β^-			
Ru	44	93	49	52 sec	β^+			
		94	50	57 min	E			
		95	51	1,6 h	E, β^+	1,2	0,340; 1,110 u. a.	
		97	53	2,5 d	E		0,216 u. a.	
		103	59	40 d	β^-	0,23 (k); 0,70 (1%)	0,498 u. a.	
		105	61	4,5 h	β^-	1,15	0,726	
		106	62	1,0 a	β^-	0,039		
		107	63	4,8 min	β^-	~4		
		108	64	4 min				
Rh	45	96	51	~11 min				
		97	52	35 min	β^+			
		98	53	8,7 min	β^+, E (33%)	3,3	0,65	
		99	54	4,7 h	E, β^+ (10%)	0,74	0,335 u. a.	
		99is	54	15 d	γ		0,088; 0,35	
		100	55	20 h	E, β^+ (5%)	2,62 (k)	0,535 u. a.	
		101	56	~5 a	E		0,125; 0,190	
		101is	56	4,7 d	γ		0,312	
		102	57	220 d	β^-, β^+ (45%)	1,27 (k, β^+); 1,12 (k, β^-)	0,086—1,58	
		103is	58	57 min	γ		0,040	
		104	59	44 sec	β^-	2,44	0,556	
		104is	59	4,3 min	γ, β^- (0,15%)	0,48	0,051	
		105	60	36,5 h	β^-	0,56 (k)	0,32	
		105is	60	45 sec	γ		0,130	
		106	61	30 sec	β^-	3,53	0,513 u. a.	
		106is	61	130 min	β^-	0,7	0,51 u. a.	
		107	62	23 min	β^-	1,2	0,095—0,68	
		(108)	63	18 sec	β^-	4,5	0,43	

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Pd	46	98	52	17 min				
		99	53	22 min	β^+	2,0	0,14 u. a.	
		100	54	4,0 d	E		0,0807; 1,8	
		101	55	8,5 h	E, β^+ (4%)	0,58	0,288; 0,59 (je 15%)	
		103	57	17 d	E	0,51	0,040; 0,365 u. a.	
		107	61	7 Ma	β^-	0,04		
		107is	61	22 sec	γ		0,23	
		109	63	13,6 h	β^-	1,02	+	
		109is	63	4,8 min	γ		0,17	
		111	65	22 min	β^-	2,2		I = $^1/_2$
		111is	65	5,5 h	γ, β^- (25%)		0,17	
		112	66	21 h	β^-	0,28	0,0185	
		113	67	1,5 min				
		114	68	2,4 min				
		115	69	45 sec				
Ag	47	(102)	55	16 min	β^+			
		103	56	59 min	β^+, E	1,3	0,554; 0,764	
		104	57	27 min	β^+	2,7	0,556 u. a.	I = 2
		104is	57	1,2 h	β^+, E			
		105	58	39 d	E		0,345 u. a.	I = $^1/_2$
		106	59	2,4 min	β^+, E (39%)	1,95		I = 1
		106is	59	8,6 d	E		0,513; 1,53 u. a.	I = 6
		107is	60	44 sec	γ		0,093	
		108	61	2,3 min	β^-, E (1,8%), β^+ (0,14%)	1,77	0,43; 0,60 u. a.	
		109is	62	40 sec	γ		0,087	
		110	63	24 sec	β^-	2,87		
		110is	63	253 d	β^-, γ (~2%)	0,53 (k)	0,656; 0,883 u. a.	I = 6
		111	64	7,5 d	β^-	1,06 (k)	0,34	I = $^1/_2$; $\mu = -0{,}145$
		111is	64	1,2 min	γ		0,65	
		112	65	3,2 h	β^-	4,1 (k)	0,618 u. a.	
		113	66	5,3 h	β^-	2,0		
		113is	66	1,2 min	β^-	4,1 (k)	0,7 u. a.	
		114	67	5 sec	β^-	4,6		
		114is	67	2 min	β^-			
		115	68	21 min	β^-	2,9		
		115is	68	20 sec	(β^-)			
		116	69	2,5 min	β^-	5,0	0,52; 0,70	
		117	70	1,1 min	β^-			

Cd	48	104	56	59 min	E		0,0836	
		105	57	54,7 min	β^+, E	1,69 (k)	0,025—2,32	
		107	59	6,7 h	E, β^+ (0,3%)	0,32	0,85	
		109	61	470 d	E			
		111is	63	48,7 min	γ		0,15; 0,24	
		113is	63	5,1 a	β^-	0,57		
		115	67	53 h	β^-	1,11 (k)	0,523 u. a.	
		115is	67	43 d	β^-	1,61	0,48—1,30	
		117	69	~50 min	β^-	~1,8	0,425	
		117(is)	69	3,0 h	(γ), β^-	1,0	0,267—2,00	
		118	70	50 min	β^-			
		119	71	10 min	β^-			
		119is	71	2,9 min	β^-			
		(121)	73	3,5 min	γ		0,85	
In	49	107	58	30 min	β^+, E (37%)	2	0,22	
		108	59	40 min	β^+	3,5	0,637	
		108is	59	55 min	β^+	1,4	0,246; 0,637 u. a.	
		109	60	4,3 h	E, β^+ (6%)	0,79 (2%); 0,3	0,058—0,63	
		109is	60	<2 min	γ		0,658	
		110	61	66 min	β^+, E	2,25	0,654	
		110is	61	4,9 h	E, γ (0,6%)		0,12—0,94	
		111	62	2,8 d	E		0,172; 0,247	I = $^9/_2$
		111is	62	10 min	γ		0,53	
		112	63	14,5 min	β^-, E (33%), β^+ (23%)	0,66 (β^-); 1,52 (β^+)		
		112is	63	20,7 min	γ		0,16	
		113is	64	104 min	γ		0,392	
		114	65	72 sec	β^-, E (1,9%), β^+ (0,004%)	1,98 (β^-); 0,40 (β^+)	0,556; 0,722	I = 1
		114is	65	50 d	γ, E (3,5%)		0,192	I = 5; $\mu = +4{,}7$
		114**	65	0,04 sec	γ		0,31	I = 8
		115	66	6×10^{14} a	β^-	0,6		nat. (95,7%); I = $^9/_2$; $\mu = +5{,}502$; q = 0,84
		115is	66	4,5 h	γ; β^- (5%)	0,83	0,335	
		116	67	13 sec	β^-	3,29		
		116is	67	54 min	β^-	1,0 (k)	0,137—2,09	I = 5; $\mu = +4{,}21$
		116**	67	2,5 sec			0,153	
		117	68	1,1 h	β^-	0,74	0,565	
		117is	68	1,9 h	β^-, γ (22%)	1,77 (k)	0,311; 0,161	
		118	69	4,5 min	β^-	1,5		+
		118is	69	5 sec	β^-	4,4		
		119	70	17,5 min	β^-	2,7		
		120	71	55 sec		[illegible]		
		(121)	72	11,5 min	β^-	0,85		
		(121)	72	32 min	β^-	0,52		

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Sn	50	(108)	58	9 min				
		(109)	59	18 min	β^+, E	2,7 (k)	0,678 u. a	
		110	60	4,1 h	E		0,285	
		111	61	35 min	E, β^+ (29%)	1,51		
		113	63	130 d	E	0,1	0,393; 0,258	
		117is	67	14 d	γ		0,161	
		119is	69	245 d	γ		0,065; 0,024	
		121	71	27,5 h	β^-	0,383	—	
		121is	71	5 a	β^-	0,42		
		123	73	39,5 min	β^-	1,26	0,153	
		123is	73	136 d	β^-	1,42		
		125	75	9,7 d	β^-	2,4 (k)	0,34—1,97	
		125is	75	9,4 min	β^-	2,0 (k)	0,33—1,39	
		126	76	0,1 Ma	β^-			
		127	77	2,05 h	β^-			
		128	78	57 min	β^-			
		130	80	2,6 min				
		131	81	3,4 min				
		132	82	2,2 min				
Sb	51	115	64	1,0 h	β^+	1,1 (k)	0,06; 0,09	
		116	65	14 min	β^+, E (41%)	2,3 (k)	1,305 u. a.	
		116is	65	1,0 h	β^+, E (30%)	1,45	1,31; 0,95	
		117	66	2,8 h	E, β^+ (2,5%)		0,161	
		118	67	5,1 h	E		0,26; 1,03; 1,22	
		118is	67	3,5 min	β^+, (γ)	3,1	0,122	
		119	68	38 h	E	0,563	0,024	
		120	69	16,5 min	E, β^+ (44%)	1,7	1,18	
		120is	69	5,8 d	E		1,17 u. a.	
		122	71	66 h	β^-, E (2,6%), β^+ (0,006%)	1,98 (k, β^-); 0,565 (β^+)	0,564 u. a.	I = 2; $\mu = -1{,}90$
		122is	71	3,5 min	γ		0,060; 0,075	
		124	73	60,1 d	β^-	2,39 (k)	0,602—2,09	I = 3; $\mu = +3{,}2$; q = 1,2747
		124is	73	1,3 min	γ, β^-	3,2	0,012	
		124is*	73	21 min	γ, β^-	2,5	0,018	
		125	74	2,0 a	β^-	0,62 (k)	0,427; 0,595; 0,637 u. a.	
		126	75	18,8 min	β^-		0,42; 0,65	
		126is	75	6,2 d	β^-	0,86	0,86 u. a.	
		127	76	93 h	β^-	1,57 (k)	0,058—0,764	
		128	77	9,6 h	β^-	~1	0,32; 0,75	

Sb	51	128is	77	10,3 min	β^-	2,9	0,32; 0,75	
		129	78	4,6 h	β^-	1,87 (k)	0,165—0,788	
		130	79	10 min	β^-	2,9		
		130is	79	33 min				
		131	80	23 min	β^-			
		132	81	2,1 min	β^-			
		133	82	4,4 min	β^-			
		(134)	83	50 sec	β^-			
Te	52	116	64	~3 h				
		117	65	2,5 h	β^+	2,5		
		118	66	6,0 d	E			
		119	67	16 h	E, β^+ (4%)		0,2—1,6	
		119is	67	4,5 d	E		0,56	
		121	69	17 d	E		0,575; 0,506	
		121is	69	154 d	γ		0,082; 0,214	
		123is	71	104 d	γ		0,159; 0,0887	
		125is	73	58 d	γ		0,110; 0,035	
		127	75	9,3 h	β^-	0,69	0,418 u. a.	
		127is	75	105 d	γ, β^- (1,5%)		0,089	
		129	77	72 min	β^-	1,45 (k)	0,027 (100%); 1,12 u. a.	
		129is	77	41 d	γ		0,106	
		131	79	25 min	β^-	2,14 (k)	0,145; 0,450 u. a.	
		131is	79	30 h	β^-, γ (22%)	2,46 (k)	0,18; 0,051—1,12	
		132	80	78 h	β^-	0,22	0,23	
		133	81	2 min	β^-		0,6; 1,0	
		133is	81	53 min	γ, β^-	2,4 (k)	0,4; 0,6; 1,0	
		134	82	44 min	β^-			
		135	83	24 sec	β^-			
J	53	118	65	10 min				
		119	66	17 min	β^+	4,0		
		120	67	1,3 h	β^+, E (10%)	4,0		
		121	68	1,5 h	β^+	1,13	0,213	
		122	69	3,5 min	β^+	3,12	—	
		123	70	13 h	E		0,160	$I = 5/2$
		124	71	4,0 d	E, β^+ (30%)	2,20 (k)	0,603—2,24	$I = 1$
		125	72	60 d	E		0,035	$I=5/2$; $\mu=+3,0$; $q=—0,66$
		126	73	13 d	E, β^- (44%), β^+ (1,2%)	1,25 (k, β^-); 1,11 (k, β^+)]	0,386—0,86	$I = 2$
		128	75	25 min	β^-, E (6,4%)	2,12	0,45—0,980	$I = 1$
		129	76	17 Ma	β^-	0,15	0,038	$I = 7/2$; $\mu = +2,61726$; $q = —0,47$
		130	77	12,5 h	β^-	1,02 (k)	0,409—1,15	
		131	78	8,05 d	β^-	0,608 (k)	0,364 u. a.	$I=7/2$; $\mu=+2,56$; $q=—0,48$
		132	79	2,26 h	β^-	2,12 (k)	0,673 (100%); 0,528—2,2	

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
J	53	133	80	20,9 h	β^-	1,3 (k)	0,53	
		134	81	53 min	β^-	2,5 (k)	0,86—1,78	
		135	82	6,75 h	β^-	1,4 (k)	1,8; 1,27	
		136	83	1,5 min	β^-	7,0 (k)	1,38; 2,9	
		137	84	22 sec	β^- (n, 6%)			
		138	85	5,9 sec	β^- (n)			
		139	86	2,7 sec	β^-			
Xe	54	121	67	40 min	β^+		0,096	
		122	68	19 h	E		0,182; 0,235	
		123	69	1,8 h	E, β^+	1,7	0,148	
		125	71	18 h	E		0,056; 0,243	
		125is	71	55 sec	γ		0,110	
		127	73	36,4 d	E		0,200 u. a.	
		127is	73	75 sec	γ		0,125; 0,175	
		129is	75	8 d	γ		0,040; 0,196	
		131is	77	12 d	γ		0,164	
		133	79	5,27 d	β^-	0,35	0,081	
		133is	79	2,3 d	γ		0,233	
		135	81	9,2 h	β^-	0,91	0,250	
		135is	81	15,6 min	γ		0,52	
		137	83	3,4 min	β^-	3,5	+	
		138	84	17 min	β^-	2,4	0,42—2,01	
		139	85	41 sec	β^-			
		140	86	16 sec	β^-			
		141	87	1,7 sec	β^-			
		143	89	1,0 sec	β^-			
		144	90	~1 sec	β^-			
		(145)	91	0,8 sec				
Cs	55	123	68	6 min	β^+			
		125	70	45 min	E, β^+	2,05	0,112	
		126	71	1,6 min	β^+, E (18%)	3,8	0,385	
		127	72	6,3 h	E, β^+ (~6%)	1,06 (k)	0,406; 0,125	$I = 1/2$; $\mu = +1,43$
		128	73	3,8 min	β^+, E (25%)	3,0 (k)	0,445; 0,980	
		129	74	31 h	E		0,535; 0,375	$I = 1/2$; $\mu = +1,47$
		130	75	30 min	β^+, E, β^-	1,97 (β^+); 0,44 (β^-)	—	$I = 1$; $\mu = +1,33$
		131	76	10 d	E	0,355		$I = 5/2$; $\mu = +3,48$
		132	77	6,2 d	E		0,669	$I = 2$; $\mu = +2,5$
		134	79	2,2 a	β^-	0,654 (k)	0,606; 0,797 u. a.	$I = 4$; $\mu = +2,9729$
		134is	79	3,5 h	γ, β^- (1%)	0,55	0,127	$I = 8$; $\mu = +1,10$
		135	80	2 Ma	β^-	0,21		$I = 7/2$; $\mu = +2,7134$

Cs	55	136	81	12,9 d	β^-	0,341; 0,657 (7%)	0,067—2,49	
		137	82	27 a	β^-	0,52; 1,2 (4,8%)	0,663	$I = {}^7/_2$; $\mu = +2{,}8219$
		138	83	32 min	β^-	3,40	1,426; 0,139—3,34	
		139	84	9,5 min	β^-	3,17		
		140	85	1,1 min	β^-			
		(142)	87	1 min	β^-			
Ba	56	126	70	1,6 h	E		0,225; 0,700	
		127	71	12 min				
		128	72	2,4 d	E		0,270 (~20%)	
		129	73	2,4 h	β^+	1,6	0,18 u. a.	
		131	75	12,0 d	E		0,496; 0,122 u. a.	
		133	77	7,5 a	E		0,362 u. a.	
		133is	77	39 h	γ		0,276	
		135is	79	29 h	γ		0,268	
		137is	81	2,6 min	γ		0,662	
		139	83	85 min	β^-	2,38 (k)	0,165	
		140	84	12,8 d	β^-	1,022 (k)	0,13—0,537	
		141	85	18 min	β^-	2,8	+	
		142	86	6 min	β^-			
		143	87	<0,5 min	β^-			
La	57	131	74	58 min	β^+	1,6		
		132	75	4,5 h	β^+	3,5	1,0	
		133	76	4,0 h	E, β^+	1,2	0,8	
		134	77	6,5 min	E, β^+ (44%)	2,7	—	
		135	78	19 h	E		0,30—1,59	
		136	79	9,5 min	E, β^+ (33%)	2,1		
		137	80	60000 a	E			
		138	81	$1{,}1 \times 10^{11}$ a	E, β^- (30%)	0,21	0,81; 1,43 (70%)	nat. (0,089%); $I = 5$; $\mu = +3{,}6848$; $\lvert q \rvert \sim 0{,}9$
		140	83	40,2 h	β^-	2,15 (k)	1,60; 0,33—2,54	
		141	84	3,7 h	β^-	2,43		
		(142)	85	74 min	β^-	2,5	0,63; 0,87	
		143	86	19 min	β^-			
Ce	58	(131)	73	30 min	β^+	4,2		
		132	74	4,2 h	β^+			
		133	75	6,3 h	E, β^+	1,3	1,8	
		134	76	72 h	E			
		135	77	22 h	E			
		137	79	9 h	E		0,010 (100%); 0,44 (2,3%)	
		137is	79	34 h	γ		0,255	
		139	81	140 d	E		0,166 (100%)	$I = ({}^3/_2)$; $\lvert \mu \rvert = 0{,}84$
		139is	81	55 sec	γ		0,740	
		141	83	33 d	β^-	0,59 (k)	0,145 (75%)	$I = {}^7/_2$; $\lvert \mu \rvert = 0{,}16$

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Ce	58	142	84	5×10^{15} a	α	1,5		nat. (11,1%)
		143	85	33 h	β^-	1,40 (k)	0,057—1,10	
		144	86	290 d	β^-	0,33 (k)	0,033—0,134	
		(145)	87	3,0 min	β^-	2,0	+	
		146	88	14 min	β^-	0,7	0,32 u. a.	
Pr	59	135	76	22 min	β^+, E	2,5	0,08—0,30	
		136	77	70 min	β^+	2,0	0,17	
		137	78	1,5 h	E, β^+ (16%)	1,8	—	
		138	79	2,0 h	E, β^+ (10%)	1,4	0,30—1,05	
		139	80	4,5 h	E, β^+ (6%)	1,0	0,17—1,6	
		140	81	3,4 min	β^+, E (46%)	2,23		
		142	83	19,2 h	β^-	2,16	1,6	I = 2; | μ | = 0,15
		143	84	13,9 d	β^-	0,93	—	
		144	85	17,5 min	β^-	2,99 (k)	0,695—2,185	
		(145)	86	6,0 h	β^-	1,7		
		146	87	24,6 min	β^-	3,7 (k)	0,46—1,49	
Nd	60	(138)	78	22 min	β^+	2,4		
		139	79	5,5 h	E, β^+ (10%)	3,1	1,3	
		140	80	3,3 d	E			
		141	81	2,4 h	E, β^+ (1,9%)	0,7		
		144	84	5×10^{15} a	α	1,8		nat. (23,8%)
		147	87	11,3 d	β^-	0,83 (k)	0,092; 0,530 u. a.	I = $^9/_2$; | μ | = 0,56
		149	89	2,0 h	β^-	1,5 (k)	0,030—0,65	
		151	91	15 min	β^-	1,93	0,085—1,14	
Pm	61	141	80	20 min	β^+	2,6		
		(142)	81	~30 sec	β^+, E	3,78		
		143	82	270 d	E		0,95	
		(144)	83	320 d	E		0,17—0,65	
		145	84	18 a	E			
		146	85	~1 a	β^-	0,75		
		147	86	2,6 a	β^-	0,225	0,121	
		148	87	42 d	β^-	2,5	0,8	
		148is	87	5,3 d	β^-	0,6	0,9	
		149	88	50 h	β^-	0,97	0,285	
		150	89	2,7 h	β^-	3,05 (k)	0,34 u. a.	
		151	90	27,5 h	β^-	1,1	0,064—0,70	
Sm	62	(142)	80	72 min	β^+, E			
		143	81	9 min	β^+	2,3	—	
		145	83	340 d	E	0,53	0,061	
		146	84	50 Ma	α	2,55		

Sm	62	147	85	$1,3\times10^{11}$ a	α	2,18		nat. (15,0%); I = 7/2; μ = −0,8; | q | <0,7
		151	89	93 a	β^-	0,076	0,021	
		153	91	47 h	β^-	0,82 (k)	0,100 u. a.	
		155	93	24 min	β^-	1,8	1,05 u. a.	
		156	94	9 h	β^-	0,9		
Eu	63	(144)	81	18 min	β^+	2,4		
		145	82	5 d	E		0,63—0,89	
		(146)	83	38 h	E		0,4	
		147	84	24 d	E, α (0,0015%)	2,9	0,12; 0,21	
		148	85	54 d	E			
		149	86	120 d	E		0,30; 0,57	
		150	87	14 h	β^-	1,07	0,121 u. a.	
		152	89	12,7 a	E, β^- (27%)	1,46 (k)	0,122—1,41	I = 3; | μ | = 2,0
		152is	89	9 h	β^-, E (25%), β^+ (0,02%)	1,89 (β^-); 0,82 (β^+)	0,122—1,41	
		154	91	16 a	β^-	1,85 (k)	0,123; 1,28 u. a.	I = 3; | μ | = 2,1
		155	92	1,7 a	β^-	0,24 (k)	0,019—0,105	
		156	93	14 d	β^-	2,4 (k)	0,089—2,18	
		(157)	94	15,4 h	β^-	1,7 (k)	0,6; 0,2	
		(158)	95	60 min	β^-	2,6	+	
Gd	64	147	83	29 h	E		0,23; 0,39; 0,90	
		148	84	130 a	α	3,16		
		149	85	9,3 d	E, α (0,0007%)	3,0	0,150; 0,299 u. a.	
		(150)	86	0,3 Ma	α	2,7		
		151	87	150 d	E		0,265	
		152	88	10^{15} a	α	1,7		nat. (0,2%)
		153	89	236 d	E		0,103 u. a.	
		159	95	18 h	β^-	0,948 (k)	0,364 u. a.	
		161	97	3,7 min	β^-	1,6	0,102—0,360	
Tb	65	149	84	4,1 h	E, α (15%)	3,95		
		151	86	19 h	E, α (0,0003%)	3,44		
		152	87	1 h	E			
		153	88	5,1 d	E		0,04—0,25	
		154	89	17,5 h	E, β^+	2,75 (k)	0,188—0,549	
		154is	89	7,5 h	E			
		155	90	5,6 d	E		0,019—0,368	
		156	91	5,6 d	E, β^-	0,6 (k)	0,09—0,42	
		156is	91	5,0 h	γ, E, β^+, β^-	0,4 (k)	0,084	
		158	93	11 sec	E		—	
		160	95	73 d	β^-	0,86 (k); 1,76 (0,4%)	0,086—1,265	
		161	96	7,1 d	β^-	0,53 (k)	0,075 u. a.	
		(162)	97	14 min				

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Tb	65	(163)	98	6,5 h				
		(164)	99	23 h				
Dy	66	149	83	8 min	E			
		150	84	7 min	α	4,21		
		151	85	19 min	α	4,06		
		152	86	2,3 h	(E), α (0,02%)	3,61		
		153	87	5 h	(E), α (0,005%)	3,48		
		154	88	13 h	α	3,35		
		155	89	10 h	E			
		157	91	8,2 h	E		0,325	
		159	93	134 d	E			
		165	99	2,38 h	β^-	1,25 (k)	0,094—1,02	
		165is	99	1,2 min	γ, β^-	1,0	0,108	
		166	100	3,4 d	β^-	0,2		
Ho	67			4 min	α	4,2		
		156	89	~1 h			0,14	
		(159)	92	33 min			0,125—0,305	
		160	93	28 min	E, β^+ (0,5%)	1,3	0,09—0,97	
		160is	93	5 h	γ		0,060	
		161	94	2,5 h	E		0,090; 0,17	
		162	95	67 min	E		0,038—0,185	
		(163)	96	0,8 sec			0,305	
		164	97	37 min	β^-; E (50%)	0,9	0,037—0,0905	
		166	99	27,3 h	β^-	1,85 (k)	0,080—1,69	
		166is	99	>30 a	β^-	1,1 (8%); 0,28 (k)	0,080—0,845	
		167	100	3,0 h	β^-	0,96 (k)	0,35; 0,70	
Er	68	160	92	29 h			—	
		161	93	3,1 h	β^+	1,2	0,065—1,12	
		163	95	75 min	E		0,43; 1,10	
		165	97	10 h	E		0,2; 1,1	
		(167is)	99	2,5 sec	γ		0,210	
		169	101	9,0 d	β^-	0,33	—	
		171	103	7,8 h	β^-	1,49 (k)	0,111; 0,088—0,906	
		172	104	50 h				
Tm	69	165	96	29 h	E		0,205—1,38	
		166	97	7,7 h	E, β^+ (0,4%)	2,1	0,080; 0,180 u. a.	
		167	98	9,6 d	E		0,049—0,720	
		168	99	87 d	E		0,21; 0,85	
		170	101	127 d	β^-	0,95 (k)	0,084	

Tm	69	171	102	680 d	β^-	0,103	—	
		172	103	64 h	β^-	1,5	0,076—1,79	
Yb	70			74 min	β^+	2,4		
		166	96	54 h	E		0,112; 0,140	
		169	99	31 d	E		0,084—0,308	
		175	105	4,2 d	β^-	0,463 (k)	0,013—0,395	I = $^7/_2$; μ = 0,15
		177	107	1,8 h	β^-	1,40 (k)	0,118—1,24	
Lu	71	169	98	1,5 d				nat. (0,163%)
		170	99	1,9 d	E		0,084; 0,19	
		171	100	8,1 d	E			
		(171)	100	~2 a	E		1 (1%)	
		(172)	101	6,7 d	E		0,08—0,37	
		(172)	101	4,0 h	β^+	1,2		
		173	102	~500 d	E		0,2; 0,8	
		174	103	165 d	E, β^- (25%)	0,6	0,077; ~1	
		176	105	$2{,}3\times10^{10}$ a	β^-, E (3%)	0,43	0,20; 0,31	nat. (2,6%); I ~ 6; μ = +2,8; q = +8,0
		176is	105	3,7 h	β^-	1,2	0,089	
		177	106	6,8 d	β^-	0,50 (k)	0,112; 0,208	
		(178)	107	19 min	β^-		0,342	
Hf	72	(170)	98	112 min	β^+	2,4	—	
		171	99	16 h	E			
		172	100	~5 a	E		0,3; 0,8 u. a.	
		173	101	23,6 h	E		0,121; 0,30	
		174	102	4×10^{15} a	α	2,5		
		175	103	70 d	E		0,113—0,430	
		178is	106	4,8 sec	γ		0,089—0,427	
		179is	107	19 sec	γ		0,16; 0,22	
		180is	108	5,5 h	γ		0,057—0,501	
		181	109	45 d	β^-	0,405	0,0039—0,615	I = $^5/_2$; μ = +3,1
		183	111	64 min	β^-	1,4	+	
Ta	73	176	103	8,0 h	E		0,1—2,0	
		177	104	53 h	E		0,1; 1,4	
		178	105	2,1 h	E, β^+ (3%)	1	1,4	
		178(is)	105	9,3 min	E, β^+ (3%)	1	0,93; 1,35	
		179	106	~600 d	E			
		180is	107	8,15 h	E, β^- (21%)	0,71 (k)	0,093; 1,02	
		182	109	115 d	β^-	0,510	0,0651—1,608	
		182is	109	16,5 min	γ		0,180	
		183	110	5,2 d	β^-	1,0 (k)	0,246; 0,041—0,407	
		184	111	8,7 h	β^-	1,26 (k)	0,110—1,180	
		185	112	48 min	β^-	1,72	0,060—0,235	
		186	113	10,5 min	β^-	2,2	0,125—0,94	

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
W	74	176	102	80 min	E, β^+ (0,5%)		1,3	
		177	103	2,2 h	E		0,13—0,5	
		178	104	22,0 d	E		—	
		179	105	40 min	E		0,030	
		(179is)	105	7 min	γ		0,222	
		180is	106	5,5 msec	γ		0,22; 0,35	
		181	107	145 d	E		0,136; 0,152	
		183is	109	5,5 sec	γ		0,060—0,155	
		185	111	74 d	β^-	0,426	0,056—0,770	
		185is	111	1,6 min	γ		0,060—0,165	
		187	113	24,0 h	β^-	1,33 (k)	0,072—0,86	
		188	114	65 d	β^-			
Re	75	177	102	17 min	β^+	0,4		
		178	103	18 min	β^+	3,1		
		(180)	105	20 h	β^+	1,9		
		180is	105	2,42 min	E, β^+ (16%)	1,1	0,880; 0,106	
		181	106	20 h	E		0,047—0,954	
		182	107	13 h	E		0,11—0,35	
		182	107	64 h	E		0,018—1,23	
		183	108	70 d	E		0,041—0,354	
		184	109	52 d	E		0,111—0,89	
		184(is)	109	2,2 d	(γ)		0,043—0,16	
		(186)	111	~1 h				
		186	111	3,7 d	β^-, E. (3%)	1,07 (k)	0,137 u. a.	I = 1
		187	112	~5×10^{10} a	β^-	<0,008	—	nat. (62,9%); I = $^5/_2$; μ = +3,176; q = 2,6
		188	113	17 h	β^-	2,12 (k)	0,155; 0,633 u. a.	
		188is	113	19 min	γ		0,064; 0,105	
		189	114	9,8 min	β^-	1,8		
		(189)	114	150 d	β^-	0,2	1,0	
		190	115	2,8 min	β^-	1,7	0,191—0,830	
Os	76	181	105	23 min	E		0,17	
		182	106	24 h	E		0,51 u. a.	
		183	107	12 h	E		0,15—1,6	
		183is	107	10 h	γ, E		0,114—0,89	
		185	109	97 d	E		0,0725—0,875	
		189is	113	5,7 h	γ		0,03	
		190is	114	10 min	γ		0,186—0,620	
		191	115	15 d	β^-	0,143		
		191is	115	14 h	γ		0,074	

Os	76	193	117	31 h	β^-	1,14 (k)	0,073—0,558	
		194	118	2 a	β^-			
		195	119	6,5 min	β^-	2		
Ir	77	185	108	15 h	E		0,037—0,254	
		186	109	15 h	E, β^+		0,137—0,44	
		187	110	14 h	E		0,135—0,435	
		188	111	41 h	E, β^+ (0,3%)	2,0	0,150—0,625	
		189	112	11 d	E		0,245	
		190	113	11 d	E		0,186—1,330	
		190is	113	3,2 h	E, β^+ (10%)	2,04	0,186—1,67	
		191	114	5 sec	γ		0,042; 0,129	
		192	115	74 h	β^-, E (3,5%)	0,673 (k)	0,136—1,053	
		192(is)	115	1,4 min	γ, β^- (0,1%)		0,056	
		193is	116	11,9 d	γ		0,0802	
		194	117	19 h	β^-	2,24	0,293—2,048	
		195	118	2,3 h	β^-	2,1 (k)	0,42—1,0	
		197	120	7 min	β^-	1,6 (k)	1,8	
		198	121	50 sec	β^-	3,6	0,78	
Pt	78	(187)	109	2,5 h				
		188	110	10,3 d	E		0,043—0,180	
		189	111	10,5 h	E		+	
		190	112	10^{12} a	α	3,3		nat. (0,012%)
		191	113	3,0 d	E		0,125—0,530	
		192	114	~10^{15} a	(α)	2,6		nat. (0,78%)
		193	115	~500 a	E		—	
		193is	115	4,4 d	γ		0,135	
		195is	117	6 d	γ		0,130; 0,031; 0,099	
		197	119	18 h	β^-	0,670 (k)	0,077 u. a.	
		197is	119	78 min	γ		0,337	
		199	121	29 min	β^-	1,2	0,07—0,96	
		200	122	11,5 h	β^-			
Au	79			4,3 min	E, α (0,01%)	5,18		
		187	108	~15 min				
		188	109	4,5 min	β^+			
		189	110	42 min	E		0,290	
				2 sec	E		—	
		191	112	3 h	E		0,30 u. a.	I = $^3/_2$; μ = +0,14
		192	113	4,8 h	E, β^+	2,2	0,137—1,158	I = 1
		193	114	17,4 h	E		0,013—0,49	I = $^3/_2$; μ = +0,14
		193is	114	3,8 sec	γ, E (0,03%)		0,032; 0,257	
		194	115	39 h	E, β^+ (3%)	1,55 (k)	0,29—2,30	I = 1; $\lvert\mu\rvert$ = 0,068
		195	116	185 d	E		0,031—0,130	
		195is	116	30 sec	γ		0,059—0,318	
		196	117	5,6 d	E, β^- (12%)	0,27	0,360; 0,430	

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Au	79	196is	117	14 h				
		197is	118	7,2 sec	γ		0,13; 0,28	
		198	119	2,72 d	β⁻	0,96 (k)	0,411 u. a.	I = 2; | μ | = 0,50
		199	120	3,15 d	β⁻	0,46 (k)		I = ³/₂; | μ | = 0,24
		200	121	48 min	β⁻	2,2	1,23	
		201	122	26 min	β⁻	1,5	0,55	
		202	123	55 sec	β⁻	1,9	0,69	
Hg	80			0,7 min	α	5,60		
		189	109	23 min			0,0286	
		(190)	110	90 min			0,088	
		(191)	111	57 min			0,25; 0,27	
		192	112	6,3 h	E, β⁺	1,18	0,031—0,275	
		193	113	6 h	E		0,038; 0,187 u. a.	
		193is	113	11 h	E, γ, β⁺	1,17 (k)	0,039, 0,574 u. a. bis 1,646	
		194	114	~130 d	E		—	
		194is	114	0,4 sec	γ		0,48; 0,134	
		195	115	9,5 h	E		0,061—1,150	
		195is	115	40 h	E, γ (je 50%)		0,560 u. a.	
		196	116	10^{15} a	α	3,4		nat. (0,146%)
		197	117	65 h	E		0,077 (100%); 0,191 (1,2%)	I = ¹/₂; μ = +0,52
		197is	117	24 h	γ, E (3,4%)		0,133; 0,164	
		199is	119	42 min	γ		0,159; 0,368	
		203	123	47 d	β⁻	0,214	0,279	
		205	125	5,5 min	β⁻	1,8	0,203	
Tl	81	195	114	1,2 h	E		0,037	
		195is	114	3,5 sec	γ		0,099 u. a.	
		196	115	1,8 h	E		0,425	
		197	116	2,7 h	E		0,152 u. a.	I = ¹/₂
		197is	116	0,54 sec	γ		0,222; 0,385	
		198	117	5,3 h	E		0,195—0,675 u. a.	
		198is	117	1,9 h	E, γ (40%)		0,0487—0,637	I = 7
		199	118	7,4 h	E		0,050—0,491	I = ¹/₂
		199is	118	42 msec	γ		0,37	
		200	119	27 h	E, β⁺ (10%)	1,44 (k)	0,368 u. a.	I = 2
		201	120	3 d	E		0,167 u. a.	I = ¹/₂
		(201is)	120	5 msec				
		202	121	12 d	E		0,440	
		204	123	3,56 a	β⁻, E (2%)	0,76 (β⁻); 0,376 (E)	—	I = 2; | μ | = 0,0894
		206	125	4,2 min	β⁻	1,51		
		207	126	4,79 min	β⁻	1,44		≡ AcC″

Tl	81	208	127	3,1 min	β^-	1,79 (k)	2,61 u. a.	≡ ThC″; I = 5
		209	128	2,2 min	β^-	2,3 (k)	0,114—1,60	
		210	129	1,32 min	β^- (n; 0,02%)	1,96	0,783; 2,36 u. a.	≡ RaC″
Pb	82	195	113	17 min	E		0,099; 0,393; 0,447	
		196	114	37 min	E		0,253; 0,191	
		197is	115	42 min	E, γ (20%)		0,223—0,388	
		198	116	2,3 h	E		0,291; 0,365 u. a.	
		199	117	90 min	E, β^+	2,8	0,367 u. a.	
		199is	117	12 min	γ		0,423	
		200	118	21,5 h	E		0,033—0,416	
		(201)	119	9,4 h	E, β^+	~2,5	0,330 u. a.	
		201is	119	60 sec	γ		0,65	
		202	120	300000 a	E			
		202is	120	3,6 h	γ, E (~10%)		0,421; 0,789 u. a.	
		203	121	52 h	E	~1,5	0,28	
		203is	121	6,1 sec	γ		0,86	
		204	122	$1,4 \times 10^{17}$ a	α	2,6		nat. (1,37%)
		204is	122	68 min	γ		0,371; 0,895	I = 4; μ = +0,22
		205	123	50 Ma	E			
		207is	125	0,8 sec	γ		0,57; 1,06	
		209	127	3,3 h	β^-	0,63		
		210	128	19,4 a	β^-	0,018 (84%); 0,065 (15%)	0,046	≡ RaD
		211	129	36,1 min	β^-	1,39 (k)	0,239 u. a.	≡ AcB
		212	130	10,6 h	β^-	0,59	0,237 u. a.	≡ ThB
		214	132	26,8 min	β^-	0,65 (k)	0,053—0,350	≡ RaB
Bi	83			1,7 min	α	6,2		
		198	115	7 min	E, α (0,05%)	5,95		
		199	116	25 min	E, α (0,01%)	4,58		
		200	117	35 min	E		0,462; 1,027	
		201	118	1,85 h	E, α (0,006%)	5,26		
		202	119	1,5 h	E			
		202is	119	30 min				
		203	120	12 h	E, β^+, α (10^{-5} %)	4,95 (α); 1,35 (k, β^+)		I = $^9/_2$
		204	121	11,6 h	E		0,371—2,10	I = 6
		205	122	15 d	E, β^+	0,925	0,280—1,870	I = $^9/_2$
		206	123	6,4 d	E		0,107—1,72	I = 6
		207	124	8 a	E		0,57—1,77	
		208	125	30000 a	E		2,61	
		208is	125	2,7 msec	γ		0,500; 0,930	
		209	126	2×10^{17} a	α	3,0		nat. (100%); I = $^9/_2$; μ = 4,04; q = −0,4
		210	127	2,6 Ma	α, β^- (0,4%)	5,03 (α); 1,14 (β^-)		
		210is	127	5,0 d	β^-, α (0,00017%)	1,17 (β^-); 5,06 (α)		≡ RaE; I = 1

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Bi	83	211	128	2,15 min	α, β^- (0,3%)	6,74 (α)		$\equiv$ AcC
		212	129	60,5 min	β^-, α (36%)	2,2 (β^-); 6,17 (α)	0,353 u. a.	$\equiv$ ThC
		213	130	47 min	β^-, α (2%)	1,19 (k, β^-); 5,97 (α)	0,437 (32%)	
		214	131	19,7 min	β^-, α (0,04%)	3,15 (k, β^-); 5,61 (α)	0,45—2,42	$\equiv$ RaC; I = 4
		215	133	8 min	β^-			
Po	84	194	110	13 sec	α	6,50		
		196	112	1,9 min	α	6,26		
		(197)	113	4 min	(E), α	6,163		
		(198)	114	6 min	(E), α	6,055		
		(199)	115	11 min	E, α	5,964		
		200	116	8 min	E, α	5,885		
		201	117	18 min	E, α	5,786		
		202	118	51 min	E, α (2%)	5,688		
		203	119	42 min	E			
		204	120	3,8 h	E, α (1%)	5,477		I $\geqslant$ 1
		205	121	1,8 h	E, α (0,25%)	5,3		
		206	122	9 d	E, α (5%)	5,321	0,8	
		207	123	5,7 h	E, β^+ (0,2%); α (<0,01%)	5,20 (α)	1,3	
		208	124	2,9 a	α	5,209		
		209	125	103 a	α, E (0,5%)	4,972		I = $^1/_2$
		210	126	138,4 d	α	5,401		
		211	127	0,52 sec	α	7,57		$\equiv$ AcC′
		211is	127	25 sec	α	7,28; 8,87	0,56; 1,06	
		212	128	0,3 μsec	α	8,945		$\equiv$ ThC′
		213	129	4,2 μsec	α	8,496		
		214	130	0,16 msec	α	7,826		$\equiv$ RaC′
		215	131	1,83 msec	α, β^- (0,0005%)	7,505		$\equiv$ AcA
		216	132	0,158 sec	α	6,902		$\equiv$ ThA
		217	133	<10 sec	α	6,66		
		218	134	3,0 min	α, β^- (0,033%)	6,110		$\equiv$ RaA
At	85			43 sec	α, E	6,62		
				1,7 min	α, E	6,47		
		(203)	118	7 min	α, E	6,12		
		204	119	25 min	E			
		205	120	23 min	α, E	6,02		
		206	121	2,6 h	E			
		207	122	1,78 h	E, α (10%)	5,87		
		208	123	6,3 h	E, α (0,5%)	5,76	0,66	
		209	124	5,5 h	E, α (5%)	5,76	0,084—0,78	

At	85	210	125	8,3 h	E, α (0,17%)	5,620	0,0446 u. a.	
		211	126	7,2 h	E, α (41%)	5,975 (α); 0,9 (E)		
		212	127	0,22 sec	α	$\sim$7,6		
		213	128	sehr kurz	α	9,4		
		214	129	2 μsec	α	8,95		
		215	130	0,1 msec	α	8,15		
		216	131	0,3 msec	α	7,94		
		217	132	18 msec	α	7,15		
		218	133	$\sim$2 sec	α, β^- (0,1%)	6,75		
		219	134	0,9 min	α, β^- (3%)	6,39 (α)		
Em	86	204	118	3 min	α	6,4		
		206	120	7 min	α, E (35%)	6,37		
		207	121	10 min	E, α (4%)	6,24		
		208	122	21 min	E, α ($\sim$20%)	6,26		
		209	123	30 min	E, α (17%)	6,155		
		210	124	2,7 h	α, E (4%)	6,154		
		211	125	16 h	E, α (26%)	5,960	0,030—1,34	
		212	126	23 min	α	6,372		
		215	129	$\sim 10^{-6}$ sec	α	8,8		
		216	130	$\sim 10^{-4}$ sec	α	8,16		
		217	131	$\sim 10^{-3}$ sec	α	7,89		
		218	132	19 msec	α	7,25	0,609 (0,2%)	
		219	133	3,92 sec	α	6,951		≡ AcEm = An
		220	134	51,5 sec	α	6,396		≡ ThEm = Tn
		221	135	25 min	β^-; α (20%)	6,11 (α)		
		222	136	3,825 d	α	5,585		≡ Rn
Fr	87	212	125	19 min	E, α (44%)	6,534		
		218	131	5 msec	α	8,1		
		219	132	20 msec	α	7,44		
		220	133	27,5 sec	α	6,81		
		221	134	4,8 min	α	6,18	0,216	
		222	135	14,8 min	β^-, α (0,1%)	6,05		
		223	136	22 min	β^-, α (0,006%)	1,3 (k, β^-); 5,44 (α)	0,0498; 0,080 u. a.	≡ AcK
Ra	88	213	125	2,7 min	α	7,03		
		219	131	$\sim$1 msec	α	8,1		
		220	132	30 msec	α	7,57		
		221	133	30 sec	α	6,83		
		222	134	38 sec	α	6,674	0,325 (3,6%)	
		223	135	11,7 d	α	5,855	0,020—0,092	≡ AcX
		224	136	3,64 d	α	5,784	0,2411	≡ ThX
		225	137	14,8 d	β^-	0,32	0,0395	
		226	138	1620 a	α	4,863	0,188 (5,7%)	≡ nat. Ra
		227	139	41,2 min	β^-	1,31		

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Ra	88	228	140	6,7 a	β^-	0,012		≡ MsTh 1
		(230)	142	1 h	β^-	1,2		
Ac	89	(221)	132	kurz	α	7,7		
		222	133	5,5 sec	α	7,09		
		223	134	2,2 min	α, E (1%)	6,76		
		224	135	2,9 h	E, α (10%)	6,28		
		225	136	10,0 d	α	5,90	0,09	
		226	137	29 h	β^-, E (20%)	1,07	0,159; 0,232	
		227	138	21,6 a	β^-, α (1%)	0,045 (β^-); 5,03 (α)		≡ nat. Ac; I = $^3/_2$; μ = +1,1; q = −1,7
		228	139	6,13 h	β^-	2,18 (k)	0,057—1,64	≡ MsTh 2
		229	140	66 min	β^-			
Th	90	223	133	~0,1 sec	α	7,69		
		224	134	~1 sec	α	7,26		
		225	135	8 min	α, E (10%)	6,69		
		226	136	30,9 min	α	6,450	0,112—0,242	
		227	137	18,2 d	α	6,138	0,0299—0,335	≡ RdAc
		228	138	1,91 a	α	5,518	0,089	≡ RdTh
		229	139	7340 a	α	5,11		
		230	140	80000 a	α	4,768	0,678 u. a.	≡ Jo
		231	141	24,6 h	β^-	0,305 (k)	0,0255—0,223	≡ UY
		232	142	$1{,}39 \times 10^{10}$ a	α, Sp (10^{-6}%)	4,07	0,059 (25%)	≡ nat. Th
		233	143	22,1 min	β^-	1,23		
		234	144	24,1 d	β^-	0,191 (k)	0,093 u. a.	≡ UX 1
Pa	91	(225)	134	2,0 sec	α			
		226	135	1,8 min	α	6,93		
		227	136	38,3 min	α, E (15%)	6,58		
		228	137	22 h	E, α (2%)	6,20	0,0575; 0,129 u. a.	
		229	138	1,5 d	E, α (0,25%)	5,77		
		230	139	17,7 d	E, β^- (20%), β^+ (0,03%), α (0,003%)	0,4 (k, β^-)	0,0521—1,013	
		231	140	34300 a	α	5,138	0,027—0,295	nat. Pa; I = $^3/_2$
		232	141	1,32 d	β^-	1,24 (k)	0,0472—1,153	
		233	142	27,0 d	β^-	0,57 (k)	0,313 u. a.	
		234	143	6,7 h	β^-, γ	1,13 (k)	0,927 u. a.	≡ UZ
		234is	143	1,18 min	β^-	2,30	0,230—1,036	≡ UX 2
		235	144	24 min	β^-	1,4		
		237	146	10 min	β^-			

U	92	227	135	1,3 min	α	7,14		
		228	136	9,3 min	α, E (20%)	6,79		
		229	137	58 min	E, α (∼20%)	6,53		
		230	138	20,8 d	α	5,95	0,070—0,230	
		231	139	4,3 d	E, α		0,051—0,076	
		232	140	74 a	α	5,411		
		233	141	162000 a	α	4,899		I = $^5/_2$; | μ | = +0,5; | q | ∼3,4
		234	142	248000 a	α	4,849		≡ UII
		235	143	7,53×10^8 a	α,Sp(4×10^{-7}%)	4,66		nat. (0,72%); I = $^7/_2$; | μ | = 0,34; | q | = 4,0
		235is	143	27 min	γ		∼0,000075	I = $^1/_2$
		236	144	23,9 Ma	α	4,58		
		237	145	6,75 d	β$^-$	0,249 (k)	0,026—0,433	
		238	146	4,51×10^9 a	α,Sp(6×10^{-5}%)	4,25		nat. (99,3%)
		239	147	23,5 min	β$^-$	1,21	0,074	
		240	148	14,1 h	β$^-$	0,36		
Np	93	231	138	50 min	α	6,39		
		(232)	139	13 min	E		+	
		233	140	35 min	E, α (10^{-3}%)	5,63		
		234	141	4,4 d	E, β$^+$ (0,05%)	∼0,8	0,043—1,565	
		235	142	410 d	E, α (0,0016%)	0,17 (E) 5,32 (α)		
		236	143	22 h	β$^-$, E (43%)	0,53	0,044	
		237	144	2,2 Ma	α	4,955	0,030—0,200	I = $^5/_2$; | μ | ∼6; q = 15
		238	145	2,1 d	β$^-$	1,26 (k)	0,044 u. a.	I = 2
		239	146	2,34 d	β$^-$	0,44 (k)	0,044—0,335	I = $^5/_2$
		240	147	60 min	β$^-$	0,89	0,015—0,58	
		240is	147	7,3 min	β$^-$	2,16 (k)	0,56—1,40	
Pu	94	232	138	36 min	E, α (2%)	6,70		
		233	139	20 min	E, α (0,12%)	6,41		
		234	140	9 h	E, α (6%)	6,30		
		235	141	26 min	E, α (0,003%)	5,95		
		236	142	2,85 a	α	5,86		
		237	143	44 d	E, α (0,0018%)	5,75	0,064 u. a.	
		237is	143	0,18 sec	γ		0,145	
		238	144	90 a	α	5,585	0,0435 u. a.	
		239	145	24400 a	α	5,234	0,0508 u. a.	I = $^1/_2$; | μ | = 0,4
		240	146	6300 a	α	5,25	0,0446	
		241	147	13 a	β$^-$, α (0,0045%)	0,020 (β$^-$); 4,99 (α)		I = $^5/_2$; | μ | = 1,4
		242	148	379000 a	α, Sp (0,002%)	4,96		
		243	149	4,98 h	β$^-$	0,57 (k)	0,085	
		244	150	76 Ma	α, Sp (0,3%)			
		245	151	10,6 h	β$^-$			
		246	152	11 d	β$^-$	0,33 (k)	0,027—0,215	

El.	Z	A	N	T	Str	E (α; β) [MeV]	E (γ) [MeV]	I, μ, q; Bem.
Am	95	237	142	1,3 h	E, α (0,005%)	6,61		
		238	143	2,1 h	E		+	
		239	144	12 h	E, α (0,003%)	5,92	0,045—0,277	
		240	145	47 h	E		0,043—0,099	
		241	146	461 a	α	5,63	0,0264 u. a.	I = $^5/_2$; μ = +1,4; q = +4,9
		242	147	100 a	$β^-$, E (10%)	0,585		
		242is	147	16,0 h	$β^-$, E(∼20%), γ	0,667 (k)	0,04	
		243	148	8000 a	α	5,43		I = $^5/_2$; μ = + 1,4; q = 4,9
		244	149	26 min	$β^-$, E (0,04%)	1,5	—	
		245	150	2,0 h	$β^-$	∼0,86	0,036—0,255	
		246	151	25 min	$β^-$	2,10 (k)	0,035—1,069	
Cm	96	238	142	2,5 h	E, α (10%)	6,61		
		239	143	3 h	E		0,188	
		240	144	26,8 d	α	6,37		
		241	145	35 d	E, α (0,7%)	6,05	0,47	
		242	146	163 d	α; Sp(6×10^{-6}%)	6,211	0,044 u. a.	
		243	147	35 a	α, E (0,26%)	6,16	0,277 u. a.	
		244	148	19 a	α	5,895		
		245	149	14300 a	α	5,46		
		246	150	∼4000 a	α; Sp (0,03%)	5,462		
		247	151	>40 Ma	(α)			
		248	152	430000 a	α, Sp (10%)	5,14		
		249	153	65 min	$β^-$	0,9		
		250	154	<2×10^4 a[1])	($β^-$), Sp			
Bk	97	(243)	146	4,5 h	E, α (∼0,15%)	6,83	0,07; 0,22	
		244	147	4,4 h	E, α (0,006%)	6,78	0,200—1,72	
		245	148	5,0 d	E, α	6,48	0,250; 0,380	
		246	149	1,8 d	E		0,82	
		247	150	∼10000 a	α	5,85		
		248	151	23 h	$β^-$, E (30%)	0,65		
		249	152	314 d	$β^-$, α (0,001%)	0,08 ($β^-$); 5,55 (α)		
		250	153	3,13 h	$β^-$	1,9 (k)	∼0,9	
Cf	98	244	146	25 min	α	7,29		
		245	147	45 min	E, α (30%)	7,21		
		246	148	1,5 d	α, Sp (0,0002%)	6,861	0,044	
		247	149	2,5 h	E		0,417 u. a.	
		248	150	250 d	α, Sp (0,01%)	6,36		

[1]) 2×10^4 a ist die aus der Spaltung allein berechnete Halbwertszeit.

Cf	98	249	151	360 a	α	5,90; 6,3 (3%)	0,40	
		250	152	10,9 a	α, Sp (0,07%)	6,123		
		251	153	800 a	α	6,17	0,180	
		252	154	2,2 a	α, Sp (3%)	6,22		
		253	155	18 d	β^-	0,27		
		254	156	55 d	Sp			
E	99	246	147	7 min	E			
		247	148	7,3 min	α	7,47		
		248	149	25 min	E, α (~0,25%)	6,98		
		249	150	2 h	E, α (0,13%)	6,87		
		250	151	8 h	E			
		251	152	1,5 d	E, α (0,48%)	6,58		
		252	153	~140 d	α	6,75		
		253	154	20,0 d	α,Sp(8×10^{-6}%)	7,743		
		254	155	320 d	α	6,52		
		254is	155	38,5 h	β^-, E (0,1%)	1,04	0,66	
		255	156	24 d	β^-			
Fm	100	250	150	30 min	α	7,55		
		251	151	7 h	E, α (~1%)	7,00		
		252	152	30 h	α; Sp (0,03%)	7,15		
		(253)	153	4,5 d	E, α (~10%)	6,96		
		254	154	3,24 h	α, Sp (0,0055%)	7,32		
		255	155	21,5 h	α	7,19		
		256	156	~3,5 h	Sp			
Mv	101	256	155	~0,5 h	E			
	102	254	152	3 sec	α			

SCHRIFTTUM

Eine Aufzählung auch nur der wichtigsten Originalarbeiten ist im Rahmen dieses Buches unmöglich. Es sind Bücher in deutscher Sprache aufgeführt, deren Inhalt über den dieses Buches wesentlich hinausgeht und die ein ausführliches Verzeichnis der einschlägigen Originalarbeiten enthalten.

P. R. Arendt, „Reaktortechnik", 226 Seiten, zahlreiche Abbildungen, Physik Verlag, Mosbach 1957.

S. J. Bresler, „Die radioaktiven Elemente", 346 Seiten, 87 Abbildungen, VEB Verlag Technik, Berlin 1957.

W. Finkelnburg, „Einführung in die Atomphysik", 5. und 6. Auflage, 537 Seiten, 266 Abbildungen, Springer Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1957.

S. Flügge, „Handbuch der Physik", Bd. 39 Bau der Atomkerne, 566 Seiten, 119 Abbildungen, Bd. 40, Kernreaktionen I, 553 Seiten, 280 Abbildungen, Bd. 42, Kernreaktionen III, 276 Seiten, 626 Abbildungen, Bd. 45, Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik, 544 Seiten, 293 Abbildungen, Verlag Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1957 und 1958.

J. I. Frenkel, „Prinzipien der Theorie der Atomkerne", 201 Seiten, 42 Abbildungen, Akademieverlag, Berlin 1957.

E. Fünfer und *H. Neuert*, „Zählrohre und Szintillationszähler", 273 Seiten und 173 Abbildungen, Verlag Braun, Karlsruhe 1954.

W. Hartmann und *F. Bernhard*, „Photovervielfacher und ihre Anwendung in der Kernphysik", 188 Seiten, 113 Abbildungen, Akademieverlag, Berlin 1957.

F. Hecht und *M. Z. Zacherl*, „Handbuch der mikrochemischen Methoden", Bd. II: Verwendung der Radioaktivität in der Mikrochemie, 423 Seiten, 77 Abbildungen, Springer Verlag, Wien 1955.

G. Hertz, „Lehrbuch der Kernphysik", Bd. I, Experimentelle Verfahren, 228 Seiten, 139 Abbildungen, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1958.

R. Kollath, „Teilchenbeschleuniger", 222 Seiten und 109 Abbildungen, Verlag F. Vieweg, Braunschweig 1955.

H. Kopfermann, „Kernmomente", 2. Auflage, 462 Seiten, 197 Abbildungen, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt 1956.

M. I. Korsunski, „Isomerie der Atomkerne", 347 Seiten, 73 Abbildungen, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1957.

B. Rajewsky, „Strahlendosis und Strahlenwirkung", 2. Auflage, 280 Seiten, zahlreiche Figuren und Tabellen, Georg Thieme Verlag, Stuttgart 1958.

W. Riezler und *W. Walcher*, „Kerntechnik", 1002 Seiten, 453 Abbildungen, B. G. Teubner Verlag, Stuttgart 1958.

K. Schmeiser, „Radioaktive Isotope, ihre Herstellung und Anwendung", 246 Seiten, 193 Abbildungen, Springer Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1957.

C. F. Weiss, „Radioaktive Standardpräparate", 232 Seiten, 63 Abbildungen, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956.

K. Wirtz und *H. Beckurts*, „Elementare Neutronenphysik", 243 Seiten, 96 Abbildungen, Springer Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1958.

Quellennachweis übernommener Abbildungen:

Abb. 86 und 87: Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd. 19, Verlag Springer, Berlin.

Abb. 133, 134 und 149: „Atlas typischer Nebelkammeraufnahmen" von *Gentner*, *Maier-Leibnitz* und *Bothe*, Verlag Springer, Berlin.

Abb. 137: Nature Bd. 163, S. 50, 1949.

Abb. 40, 42, 44, 55—59: *Riezler-Walcher*, Kerntechnik, Verlag Teubner, Stuttgart 1958.

FACHLEXIKON

(↑ = siehe)

adiabatisch, ein Vorgang, bei dem kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet.

angeregter Zustand, Zustand eines Systems (zum Beispiel Atoms oder Kerns), in dem dieses imstande ist, durch Energieausstrahlung in einen niedriger angeregten Zustand oder in den ↑ Grundzustand überzugehen.

Anode ↑ Elektrode.

anomal, nicht einem bestimmten Gesetz folgend.

Atomstrahl, gerichteter Strom verhältnismäßig langsamer, meist elektrisch neutraler Atome.

Bandenspektrum, von Molekülen ausgesandtes, linienreiches Spektrum.

Bindungsenergie, Energie, welche frei wird, wenn mehrere Bestandteile aneinander gebunden werden, und die man demgemäß aufwenden muß, um die Teile wieder voneinander zu trennen.

Bogenentladung, elektrische Entladung durch einen gas- (luft-) gefüllten Raum bei verhältnismäßig niedriger Spannung.

Boltzmannsche Konstante, $k = 1{,}3804 \times 10^{-16}$ erg/Grad. Auf jeden Freiheitsgrad eines Gebildes, zum Beispiel eines Atoms, entfällt bei der absoluten Temperatur T im Durchschnitt eine Energie $\frac{1}{2}$ kT.

Bremsstrahlung ↑ Röntgenstrahlung.

Compton-Effekt. Ein Quant kann beim Zusammenstoß mit einem korpuskularen Teilchen, zum Beispiel Elektron oder Atomkern, einen Teil seiner Energie nach den Gesetzen des elastischen Stoßes auf dieses übertragen. Dabei verliert das Quant an Energie, seine Wellenlänge wird also vergrößert (besonders an Röntgenstrahlen beobachtet).

Coulombsches Gesetz. Zwei elektrische Ladungen ziehen sich bei entgegengesetzter Ladung (+, —) an und stoßen sich bei gleichnamiger Ladung (+, + oder —, —) ab. Die Kraft, die sie aufeinander ausüben, nimmt mit dem Produkt der Ladungen zu und nimmt umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes ab. Ein Feld, dessen Feldstärke mit dem reziproken Quadrat des Abstandes von einem bestimmten Punkt abnimmt, heißt *Coulomb-Feld*.

Diffusion, Wanderung von Atomen oder Molekülen, insbesondere von Gasatomen, im allgemeinen von Stellen höherer zu Stellen niedrigerer Konzentration.

Diffusionspumpe, eine auf der Diffusion von Gasmolekülen in einen Dampfstrahl hohen Molekulargewichts beruhende Pumpe zur Erzeugung hohen Vakuums.

Drehimpuls, der Drehstoß, welchen ein Körper ausüben würde, wenn man ihn momentan zur Ruhe abbremste (↑ Impuls); exakter: das zeitliche Integral über das Drehmoment. Drehmoment = Kraft × Kraftarm. Drehimpuls = Radius × × dazu senkrechte Impulskomponente.

Durchschlagsfeldstärke, diejenige elektrische Feldstärke, bei welcher in dem betreffenden Medium ein Funke überschlägt (in normaler Luft etwa 30000 Volt/cm).

Effekt, eine sich aus den gewohnten physikalischen Vorgängen heraushebende Erscheinung.

elastischer Stoß, Stoß, bei welchem die kinetische Energie der stoßenden Teile vor und nach dem Stoß die gleiche bleibt. Gegensatz: unelastischer Stoß, hier wird ein Teil der kinetischen Energie in irgendeine andere Energieform (Schall, Wärme, Gammastrahlung) umgewandelt.

elektrische Welle, eine periodische, sich mit Lichtgeschwindigkeit (300000 km/sec) ausbreitende Schwankung der elektrischen Feldstärke. Zugleich mit jeder elektrischen Welle muß zwangsläufig auch eine magnetische Welle entstehen.

Elektroden, Zuführungsenden einer elektrischen Leitung in einem Apparat. Das elektrisch positive Ende heißt *Anode*, das negative *Kathode*.

Elektrolyse, chemische Zerlegung einer Substanz durch elektrischen Strom.

Elektrometer, elektrostatisches Gerät zur Messung elektrischer Spannung oder Ladung.

elektrostatisch wird ein Apparat genannt, wenn zu seiner Funktion nur elektrische Anziehungs- oder Abstoßungskräfte erforderlich sind, also Wirkungen statischer elektrischer Ladungen, nicht dagegen Wirkungen strömender Ladungen, zum Beispiel (elektro-)magnetische Kräfte.

Elementarquant (elektrisches), kleinste Einheit, in die elektrische Ladung aufgeteilt werden kann. Das Elementarquant ist gleich der Ladung eines Elektrons oder Protons (= $1{,}6021 \times 10^{-19}$ Ampsec).

endotherm, ein Vorgang, bei dem Energie, insbesondere Wärme, gebunden wird.

Energie, anschaulich die Arbeit, welche ein System leisten kann. E. tritt in verschiedenen Formen auf: kinetische E. (E. der Bewegung $\sim \frac{1}{2}$ Masse × Quadrat der Geschwindigkeit), Wärme, potentielle E. (E. der Lage), E. eines elektrischen oder magnetischen Feldes u. a. m. Insbesondere ist auch Masse eine Form der E. Der *Energiesatz*, einer der fundamentalen Sätze der Physik, sagt aus, daß E. weder vernichtet noch neu geschaffen werden kann (Unmöglichkeit eines Perpetuum

mobile). Eine Übersicht über die für die Kernphysik wichtigsten Energiemaße gibt nachstehende Tabelle.

	MeV	M.E.	erg	g	mkg	cal	kWh
1 MeV =	1	1,07395 $\times 10^{-3}$	1,60206 $\times 10^{-6}$	1,78252 $\times 10^{-27}$	1,63365 $\times 10^{-14}$	3,82645 $\times 10^{-14}$	4,45017 $\times 10^{-20}$
1 M.E. =	9,3114 $\times 10^{2}$	1	1,49174 $\times 10^{-3}$	1,65977 $\times 10^{-24}$	1,52115 $\times 10^{-11}$	3,56294 $\times 10^{-11}$	4,14372 $\times 10^{-14}$
1 erg = 10^{-7} Wsec	6,2420 $\times 10^{5}$	6,7036 $\times 10^{2}$	1	1,11264 $\times 10^{-21}$	1,01972 $\times 10^{-8}$	2,38845 $\times 10^{-8}$	2,77778 $\times 10^{-14}$
1 g =	5,6100 $\times 10^{26}$	6,0249 $\times 10^{23}$	8,9876 $\times 10^{20}$	1	9,1648 $\times 10^{12}$	2,14665 $\times 10^{13}$	2,49656 $\times 10^{7}$
1 mkg =	6,1213 $\times 10^{13}$	6,5740 $\times 10^{10}$	9,8067 $\times 10^{7}$	1,09113 $\times 10^{-13}$	1	2,34227	2,72407 $\times 10^{-6}$
1 cal =	2,6134 $\times 10^{13}$	2,8067 $\times 10^{10}$	4,1868 $\times 10^{7}$	4,6584 $\times 10^{-14}$	4,2694 $\times 10^{-1}$	1	1,16300 $\times 10^{-6}$
1 kWh =	2,2471 $\times 10^{19}$	2,4133 $\times 10^{16}$	3,60000 $\times 10^{13}$	4,0055 $\times 10^{-8}$	3,6710 $\times 10^{5}$	8,5985 $\times 10^{5}$	1

MeV = Megaelektronvolt; M.E. = Masseneinheit ($^1/_{16}$ der Masse von O^{16}); erg = Erg ($cm^2 g^1 sec^{-2}$); g = Gramm; mkg = Meterkilogramm; cal = Kalorie; kWh = Kilowattstunde. 1 MeV/Molekül = $2{,}3054 \times 10^{10}$ cal/Mol.

Entartung. Nicht nur in einem Atom, sondern in jedem begrenzten System sind innerhalb eines bestimmten Energieintervalls nur endlich viele Energiezustände möglich (Gegensatz zur klassischen Physik). Ist die Dichte der Teilchen so groß, daß die mittlere Energie für ein einzelnes Teilchen wesentlich über kT (*Boltzmann*sche Konstante × absolute Temperatur) liegen muß, so heißt das System entartet. Beispiel: die Leitungselektronen in einem Metall.

entgegengesetzt gleich sind a und b, wenn $a = -b$.

Entladungsröhre, ein Glasapparat, durch dessen stark verdünnten Gasinhalt unter Lichterscheinung eine elektrische Entladung stattfinden kann; zum Beispiel eine Reklameleuchtröhre.

exotherm, ein Vorgang, bei dem Energie, insbesondere Wärme, frei wird; zum Beispiel eine Verbrennung.

Exponentialgesetz, Abhängigkeit einer Größe von einer zweiten in der Weise, daß die eine auf einen bestimmten Abschnitt der anderen jeweils um einen konstanten Faktor zu- oder abnimmt (mathematisch $y = A^x$).

Feldstärke, diejenige Kraft, die an einer bestimmten Stelle des Raumes durch ein vorhandenes Feld auf einen Einheitsprobekörper ausgeübt wird. Feld ist das Raumgebiet, in dem solche Kraftwirkungen stattfinden.

Fluoreszenz, Aufleuchten gewisser Substanzen unter dem Einfluß bestimmter Strahlungen; zum Beispiel durch Röntgenstrahlen.

Frequenz, Anzahl der Schwingungen irgendeines periodischen Vorgangs in der Sekunde.

Funkeninduktor, Apparat, durch den aus periodisch unterbrochenem Gleichstrom niedriger Spannung auf eine zweite Spule hohe Wechselspannung induziert wird.

Generator, Erzeuger, insbesondere Apparat, mit dem elektrische Spannung und elektrischer Strom erzeugt werden.

Gleichrichter, Apparat, der elektrischen Strom nur in einer Richtung durchläßt. Er verwandelt also Wechselstrom in pulsierenden Gleichstrom.

Glühkathode, negative Elektrode in einer Vakuumröhre, aus der infolge hoher Temperatur Elektronen in den leeren Raum treten und so elektrischen Strom durch ihn leiten.

Gravitation = Schwerkraft.

Grundzustand, der Zustand eines Systems, zum Beispiel eines Atoms, in dem dieses keine Energie mehr ausstrahlen kann (stabiler Zustand).

Höhenstrahlung, eine aus dem Weltraum kommende, sehr energiereiche Strahlung. Durch deren Einwirkung auf Materie, insbesondere auf die Atmosphäre, entstehen Elektronen-, Positronen- und Mesonenstrahlen. Da die Lebensdauer der Mesonen sehr klein ist, hängt die am Erdboden gemessene Intensität der H. außer von der Masse der über dem Meßort liegenden Atmosphäre (das heißt vom Barometerstand) auch von deren Höhe und damit von deren Temperatur ab.

Hyperfeinstruktur, Erscheinung, daß eine zunächst einheitlich erscheinende Spektrallinie, wenn man sie mit einem Apparat von höchstem Auflösungsvermögen betrachtet, in dicht beieinanderliegende Einzellinien zerfallen kann. Eine gröbere Aufspaltung, die *Feinstruktur* (Zweiteilung der gelben Natriumlinie), läßt sich schon mit einfacheren Apparaten nachweisen.

Impuls, eine gerichtete physikalische Größe, welche die Bewegung eines Körpers charakterisiert (= Masse × Geschwindigkeit). Der I. stellt, anschaulich gesprochen, den Stoß dar, den ein bewegter Körper ausübt, wenn er plötzlich zur Ruhe abgebremst wird; genauer: das zeitliche Integral über die dabei gegen die Bremse wirkende Kraft. Der fundamentale Impulssatz sagt aus, daß der Impuls durch innere Kräfte nicht geändert werden kann. Beispiel: bei der Explosion einer Flakgranate wird die Bahn des Schwerpunkts nicht beeinflußt.

Induktor ↑ Funkeninduktor.

Ion, auch Träger, elektrisch geladenes Atom oder Molekül.

ionisieren, Atome oder Moleküle in elektrisch geladene Teilchen zerlegen.

Kalorie, *cal*, Wärmemenge, die erforderlich ist, um ein Gramm Wasser um 1^0 C zu erwärmen. Was die Ernährungsämter mit Kalorie bezeichnen, heißt in der Physik Kilokalorie (kcal); 1 kcal = 1000 cal.

Kanalstrahl, ein Strom meist positiv geladener Atome oder Moleküle, der in einer Gasentladung gebildet wird, dort gegen die Kathode fliegt und durch einen in dieser befindlichen Kanal in einen geeigneten Beobachtungsraum geleitet werden kann.

Kapillarbogen, elektrische ↑ Bogenentladung durch eine Kapillare. Dabei tritt eine besonders hohe Stromdichte und daher auch hohe Ionendichte auf.

Kathode ↑ Elektrode.

Kathodenstrahl, von der Kathode einer evakuierten Entladungsröhre ausgehender, aus freien Elektronen bestehender Strahl.

kinetische Gastheorie, erklärt die Eigenschaften der Gase aus der Bewegung ihrer einzelnen Moleküle.

Klassische Physik. Die k. Ph. umfaßt die physikalischen Erkenntnisse vor der Aufstellung der Quantentheorie. Ihre wichtigsten Teilgebiete sind die klassische Mechanik *(Newton)* und die klassische Elektrodynamik *(Maxwell)*. Ihre Gesetze sind alle aus der Beobachtung von Objekten abgeleitet, welche im Verhältnis zum einzelnen Atom groß sind. Während sie diese makroskopischen Vorgänge richtig darstellt, führt sie im Bereich des Atoms auf Widersprüche, welche erst die ↑ Quantenmechanik aufklären konnte.

Kondensator, Gerät zum Aufspeichern elektrischer Ladungen.

Kondensatormikrophon, besteht im Prinzip aus einer festen Platte und aus einer in kurzem Abstand vor ihr isoliert aufgespannten Metallfolie. Schallwellen setzen diese Membran in Bewegung, dabei schwankt die Kapazität zwischen Platte und Membran rhythmisch, was bei geeigneter Schaltung Anlaß zu entsprechenden elektrischen Spannungsschwankungen gibt, die auf einen Verstärker übertragen werden können.

Korpuskel = Körperchen, Teilchen, dessen körperliche Eigenschaften besonders hervortreten. Gegensatz: Welle.

Leuchtelektron, dasjenige Elektron in einer Atomhülle, dessen energetische Zustandsänderungen Lichtemission des Atoms verursachen; gewöhnlich das am schwächsten an das Atom gebundene Elektron.

Leuchtschirm, ein mit fluoreszierender Substanz, zum Beispiel Zinkblende, bestrichener Schirm, der unter dem Einfluß bestimmter Strahlungen aufleuchtet.

lichtelektrischer Effekt, Erscheinung, daß Lichtquanten imstande sind, aus Atomen Elektronen loszulösen. Ist die Energie des Lichtquants $h\nu$, so ist die kinetische Energie des losgeschlagenen Elektrons $E = h\nu - P$; P heißt die Ablösearbeit für das betreffende Elektron.

Lichtgeschwindigkeit $c = 2{,}99793 \times 10^{10}$ cm/sec, Geschwindigkeit des Lichts im leeren Raum, eine Fundamentalkonstante der Physik, die auch außerhalb der Optik in grundlegenden Gleichungen auftritt.

Linienserie, zusammengehörige Gruppe von Spektrallinien.

metastabil, Zustand, der nur schwer in den Grundzustand übergeht und daher lange Zeit erhalten bleiben kann.

Mol, soviel Gramm eines Stoffes, wie das Molekulargewicht angibt; zum Beispiel 18 g Wasser, denn das Mol.-Gew. von H_2O ist 18.

Molekül, kleinster Baustein, in den man eine Substanz zerlegen kann, ohne ihre chemische Eigenart zu zerstören.

Molekularstrahl, analog ↑ Atomstrahl.

Mutationsrate, prozentualer Anteil der im Erbgut von einer Generation zur nächsten auftretenden Mutationen, also bleibenden, weitervererblichen Veränderungen.

Naturkonstante, fundamentale, eine Größe, die eine naturgegebene, nicht vom Material abhängige Einheit für einen bestimmten Begriff darstellt, zum Beispiel elektrische Elementarladung, Lichtgeschwindigkeit, *Planck*sches Wirkungsquantum und einige andere.

Oberflächenspannung. Auf die Moleküle einer Flüssigkeit üben die Nachbarmoleküle nach allen Seiten hin anziehende Kräfte aus. Bloß für die Moleküle an der Oberfläche fehlen diese Kräfte nach einer Seite hin. Dadurch entsteht eine Spannung der Oberfläche, durch welche diese sich zu verkleinern sucht. Durch diese Spannung ist ein bestimmter potentieller Energieinhalt der Oberfläche bedingt.

Ohm, Einheit des elektrischen Widerstandes; derjenige Widerstand, durch welchen bei 1 Volt Spannungsdifferenz an seinen Enden ein Strom von 1 Amp. fließt.

Oszillograph, Gerät zur Aufzeichnung schnell ablaufender Vorgänge. Die Aufzeichnung erfolgt entweder durch einen Lichtzeiger direkt auf photographisches Papier oder durch einen Kathodenstrahl auf einen Fluoreszenzschirm, der photographiert werden kann.

periodisches System, bestimmte Ordnung der chemischen Elemente, ursprünglich nach dem Atomgewicht, in der sich die chemischen Eigenschaften der Elemente in gewissen Perioden wiederholen. Unregelmäßigkeiten fanden dadurch ihre Aufklärung, daß nicht das Atomgewicht, sondern die Kernladung für die Reihenfolge der Elemente maßgebend ist.

Plasma, Zustand eines Gases, in dem alle oder wenigstens ein großer Teil der Atome ionisiert sind, in dem aber die positive Raumladung der Ionen durch eine gleich große negative der freien Elektronen kompensiert wird, so daß das Ganze elektrisch neutral ist.

Polschuhe, besonders geformte Eisenteile an den Polen eines Magneten, zwischen denen sich das magnetische Feld ausbildet.

Potential. Bringt man in einem Kraftfeld einen Einheitsprobekörper von einer Stelle zu einer andern, so muß Arbeit geleistet werden. Diesen Arbeitsbetrag bezeichnet man als die Potentialdifferenz zwischen den beiden Stellen. Man kann grundsätzlich nur Potentialdifferenzen messen, nicht die Potentiale selber.

Präzessionsbewegung, Bewegung, die die (Impuls-)Achse eines Kreisels unter dem Einfluß einer äußeren Kraft ausführt, zum Beispiel die tanzende Bewegung eines Kinderkreisels.

Quadrupol, vierfacher Pol. Ein Quadrupolfeld entsteht durch Überlagerung der Felder zweier Polpaare.

Quant, kleinste Einheit irgendeiner physikalischen Größe. Häufig wird der Ausdruck Q. ohne besonderen Zusatz für das Q. einer elektromagnetischen Strahlung gebraucht. Die Energie eines solchen Strahlungsquants hängt von der Frequenz ν der betreffenden Strahlung ab, sie ist $E = h\nu$, wobei h das *Planck*sche Wirkungsquantum ist.

Quantenmechanik. Nachdem die ↑ klassische Physik im Bereich des Atoms zu Widersprüchen führte, wurde insbesondere durch *Heisenberg*, *Schrödinger* und *Dirac* eine neue physikalische Gesetzmäßigkeit entwickelt, welche ihre Begriffe nicht mehr ausschließlich aus der Betrachtung der unserer Anschauung unmittelbar zugänglichen makroskopischen (großen) Gebilde ableitet, sondern auch Begriffe einführt, welche der Anschauung fremd sind. Während die klassische Physik nur kontinuierliche Zustandsänderungen kennt, treten hier auch diskontinuierliche (sprunghafte) Änderungen auf. Es sind im allgemeinen nicht mehr beliebige, kontinuierlich aneinander anschließende Zustandsfolgen möglich, sondern nur diskrete, das heißt voneinander getrennte Zustände. In der Quantenmechanik ist jedem Korpuskel ein Wellenzug zugeordnet, daher ist auch der Name Wellenmechanik gebräuchlich.

r = *Röntgen*, Einheit für die Menge von Röntgen- oder Gammastrahlung, die in 1 cm^3 Luft eine elektrostatische Einheit an Ionen (jeden Vorzeichens) erzeugt.

Raumladung. Wird in irgendeinen Raum elektrische Ladung gebracht, zum Beispiel in einen gasgefüllten Raum durch Sprühen oder in ein Vakuum durch Glühemission, so wird dieser Raum dadurch elektrisch aufgeladen.

Resonanz, Mitschwingen bei bestimmter Frequenz.

Röntgenspektrum. Durch Reflexion in einem Kristall läßt sich auch von Röntgenstrahlen ein Spektrum entwerfen, ähnlich wie von sichtbarem Licht durch ein Beugungsgitter.

Röntgenstrahlung, elektromagnetische Strahlung, die durch Abbremsen schneller Elektronenstrahlen entsteht.

Ruhmasse. Sehr schnell bewegte Teilchen haben scheinbar eine größere Masse als ruhende. Die Masse des unbewegten Teilchens bezeichnet man als Ruhmasse (m_0).

Für Teilchen mit der Geschwindigkeit v ist die Masse $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Dieser Effekt spielt bei Teilchenbeschleunigern für hohe Energien eine entscheidende Rolle.

Scheitelspannung, der Höchstwert, den eine Wechselspannung innerhalb einer Periode erreicht. Ist der Spannungsverlauf gegeben durch $E = E_0 \cdot \sin \omega t$, so ist E_0 die Scheitelspannung. Normale Voltmeter messen die Effektivspannung E_{eff}; $E_{eff} = E_0/\sqrt{2}$ für sinusförmigen Strom, allgemein $E_{eff} = \sqrt{\overline{E^2}}$.

Schrödingergleichung.
$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - U)\,\psi = 0.$$

E und U sind kinetische und potentielle Energie eines Teilchens mit der Masse m; ψ ist die charakteristische Wellenfunktion; ψ^2 gibt die Wahrscheinlichkeit, mit der sich das Teilchen an dem betreffenden Ort befindet. Die Eigenwerte dieser Gleichung bestimmen die stabilen Zustände des betreffenden Systems.

Schwebekondensator, ein aus zwei waagerechten Platten bestehender Kondensator, in dem sehr kleine elektrisch geladene Teilchen durch ein angelegtes elektrisches Feld in Schwebe gehalten werden können. Die auf das Teilchen wirkende elektrische Kraft ist dann gleich der Schwerkraft. Kennt man die Masse des Teilchens, etwa aus der Fallgeschwindigkeit in Luft ohne elektrisches Feld, so kann man seine elektrische Ladung berechnen. Der Apparat dient zur Bestimmung der elektrischen Elementarladung *(Ehrenhaft, Millikan)*.

Spektralaufnahme. Aufnahme eines Spektrums auf eine photographische Platte.

Spektrum. Durch ein Glasprisma werden Lichtstrahlen verschiedener Wellenlänge um verschieden große Winkel abgelenkt; blaues und violettes Licht am stärksten, rotes am wenigsten. Das sich aus der Abbildung eines schmalen Spaltes durch ein Prisma ergebende Farbenband heißt Spektrum. Ist die Lichtquelle ein glühender Körper, der Licht aller sichtbaren Wellenlängen ausstrahlt, so erhält man ein kontinuierliches Spektrum, da die Spaltbilder für jede einzelne Wellenlänge sich gegenseitig kontinuierlich überdecken. Ist die Lichtquelle eine Gasentladung, zum Beispiel eine Quecksilberlampe, von der nur Licht ganz bestimmter Wellenlängen ausgestrahlt wird, so erhält man eine Reihe nebeneinanderliegender, getrennter Spaltbilder verschiedener Farbe, die man als Spektrallinien bezeichnet.

spezifische Ladung, elektrische Ladung pro Masseneinheit.

spezifische Wärme, diejenige Wärmemenge in cal, welche nötig ist, um 1 g der betreffenden Substanz um 1° C zu erwärmen.

Spitzenentladung. Wird an einer Spitze infolge starker Aufladung die elektrische ↑ Durchschlagsfeldstärke erreicht, so tritt unter schwacher Lichterscheinung elektrische Ladung in den umgebenden Gas- (Luft-) Raum, zum Beispiel beim St.-Elms-Feuer.

Sprühen. Wird an der Oberfläche eines Körpers die elektrische Durchschlagsfeldstärke erreicht, so sprühen an der betreffenden Stelle Funkenbüschel aus dem Material. Durch diese Funken fließt elektrische Ladung in den umgebenden Raum ab.

Statistik. Die Physik bedient sich oft bei der Betrachtung atomaren Geschehens statistischer Überlegungen. Die Gesetze der klassischen Statistik oder Boltzmann-Statistik sind ganz analog denen, deren sich etwa die Volkswirtschaft bedient. Die Bose-Statistik unterscheidet sich dadurch von ihr, daß in dieser die einzelnen Elemente der Statistik, zum Beispiel Atomkerne, als prinzipiell ununterscheidbar angesehen werden, also jede Individualität verlieren. Die Fermi-Statistik macht die weitere Annahme, daß nicht zwei Teilchen zu gleicher Zeit im gleichen Energiezustand existieren können. Einfachstes Beispiel: Zwei Elemente sollen auf zwei Zustände verteilt werden; Boltzmann-Statistik ergibt vier Möglichkeiten [ab|] [a|b] [b|a] [|ab]; Bose-Statistik 3 [··|] [·|·] [|··]; Fermi-Statistik eine [·|·]. Welche Statistik für eine bestimmte Teilchenart anzuwenden ist, ergibt sich aus dem Experiment.

Term, bestimmte Energiestufe eines Systems (Atoms oder Kerns). Die Energie eines Atoms kann nicht beliebige Werte annehmen, sondern nur ganz bestimmte, diskrete, sogenannte Energieterme.

thermische Geschwindigkeit. Geschwindigkeit, welche Gasmoleküle infolge ihrer Wärmebewegung haben.

Tesla-Transformator, ein von *Tesla* erfundenes Gerät, in dem mittels elektrischer Schwingungen hochgespannter Wechselstrom von sehr hoher Frequenz erzeugt wird.

Torr, Einheit des Druckes; 1 Torr = 1 mm Quecksilbersäule.

Transformator, Gerät zur Umformung von Wechselstrom in solchen von anderer Spannung.

Umgekehrt proportional sind y und x, wenn $y = \frac{c}{x}$.

Unbestimmtheitsrelation, von *Heisenberg* gefundenes Gesetz, daß es prinzipiell unmöglich ist, am gleichen Objekt bestimmte Größenpaare zugleich genau zu bestimmen. Solche Größenpaare sind Impuls und Ort, Energie und Zeit. Es sei zum Beispiel der Impuls p bis auf eine Unsicherheit Δp genau bestimmt, der Ort s bis auf Δs genau. Dann ist prinzipiell, also nicht infolge der Unvollkommenheit der Apparate, $\Delta p \times \Delta s \geqq \frac{h}{2\pi}$, wobei h das *Planck*sche Wirkungsquantum ist.

Vakuum, leerer, nicht von Materie (zum Beispiel Gas) erfüllter Raum.

Vektor, gerichtete physikalische Größe, zum Beispiel Kraft oder Geschwindigkeit.

vektorielle Addition (auch geometrische Addition), die Zusammensetzung zweier gerichteter Größen zu einer Gesamtgröße (zum Beispiel die Bestimmung einer Gesamtkraft aus zwei nach Richtung und Größe bestimmten Komponenten im Kräfteparallelogramm).

Wellenmechanik ↑ Quantenmechanik.

Wirkungsquantum, universelle physikalische Konstante, von der Dimension einer Wirkung (Wirkung = Energie × Zeit), gewöhnlich mit h bezeichnet, $h = 6{,}6252 \times 10^{-27}$ ergsec. Sie wurde 1900 von *Planck* entdeckt.

NAMENREGISTER

SACHREGISTER

↓

→



Abb. 133. Kernumwandlung in der Nebelkammer (Blackett). Eines der Alphateilchen trifft auf einen Stickstoffkern und erzeugt die Reaktion N^{14} (α, p) O^{17}. Man sieht deutlich die lange Spur des ausgeschleuderten Protons und die dicke, kurze Spur des Rückstoßkernes O^{17} (zu Seite 86 und 248).

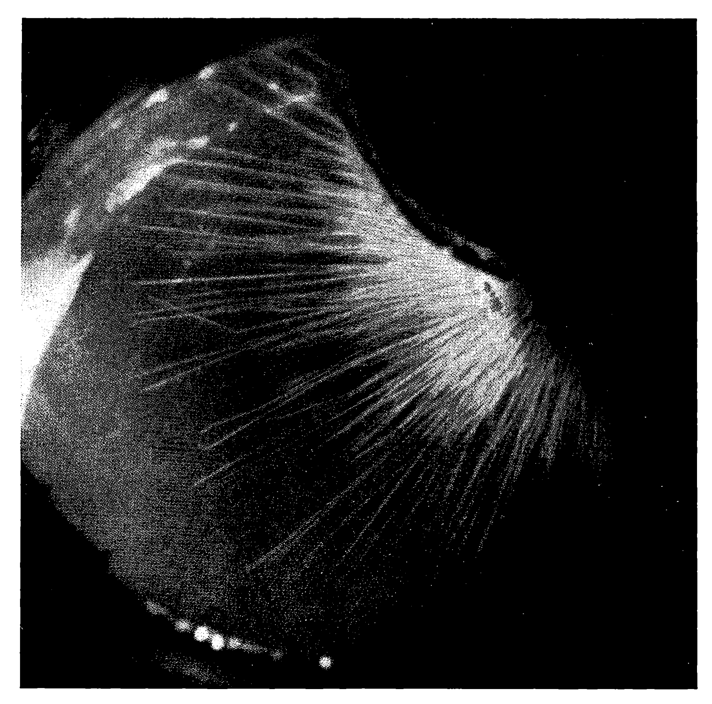


Abb. 134. Nebelkammeraufnahme der bei der Zertrümmerung von Bor durch Protonen entstehenden Alphateilchen (Kirchner). Die beschossene Borschicht ist durch eine dünne Folie vom Expansionsraum der Kammer vakuumdicht abgeschlossen. Man sieht, daß neben sehr vielen Spuren verhältnismäßig kurzer Reichweite ein gewisser Prozentsatz von Spuren mit größerer Reichweite vorhanden ist (zu Seite 119 und 248).

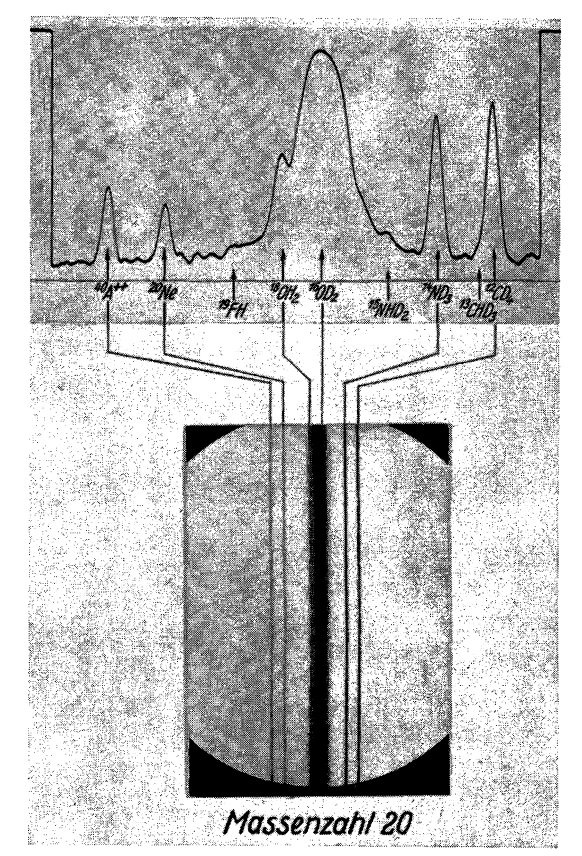


Abb. 135. Spektrogramm der Massenzahl 20 als Beispiel für das Auflösungsvermögen eines modernen Massenspektrographen (Mattauch) (zu Seite 24).

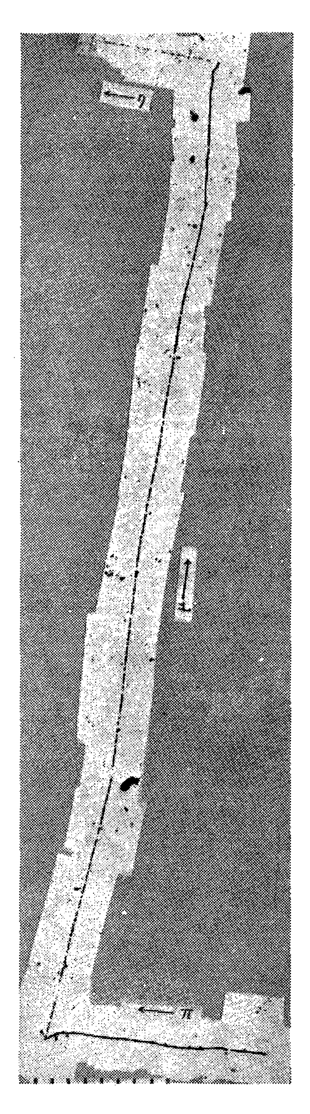


Abb. 137. Aufeinanderfolgender Zerfall eines π- und eines μ-Mesons. Das mit η bezeichnete Teilchen ist ein Elektron. Man beachte die in der Bewegungsrichtung zunehmende Korndichte längs der Spuren (Powell und Mitarbeiter) (Vergrößerung etwa 250fach; Kodak) (zu Seite 166 und 250).

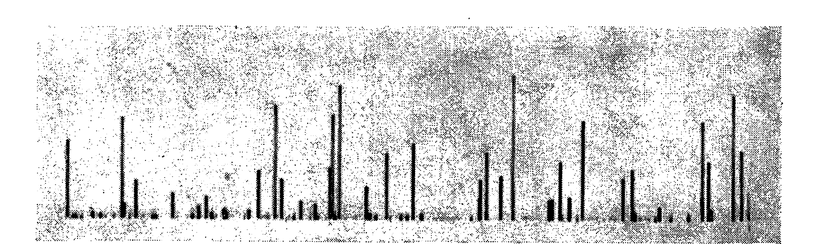
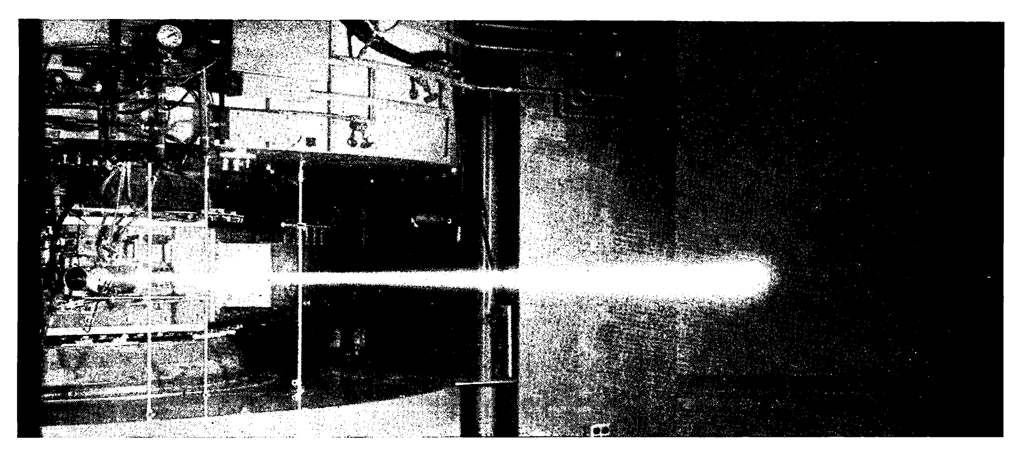


Abb. 136. Registrierung schneller Protonen durch Ionisationskammer und Proportionalverstärker (Riezler). Die Aufnahme zeigt registrierte Galvanometerausschläge. Diese wurden durch Verstärkung der Ionenstöße von Protonen hervorgerufen. Die Protonen wurden in einer mit Polonium-Alphateilchen bestrahlten Aluminiumfolie durch den Prozeß Al^{27} (α, p) Si^{30} erzeugt (zu Seite 257).

Abb. 138. Bandgenerator für 900 kV (Bothe und Gentner, Heidelberg) (zu Seite 202).

Abb. 139. Austretender Strahl des Zyklotrons im Argonne - Laboratorium bei Chicago. Der Strahl ist 2,50 m lang. Die Energie der Deuteronen ist 21 MeV (Argonne National Laboratory) (zu Seite 207).



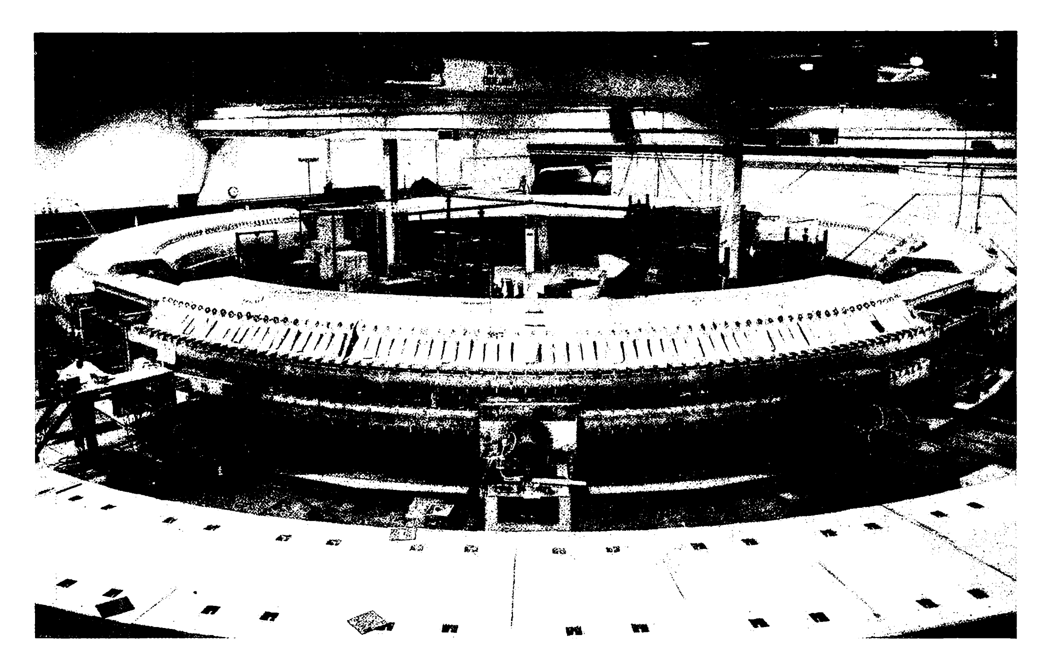


Abb. 140. Protonen-Synchrotron in Brookhaven, 3 GeV, Durchmesser 24 m (Brookhaven National Laboratory) (zu Seite 215).

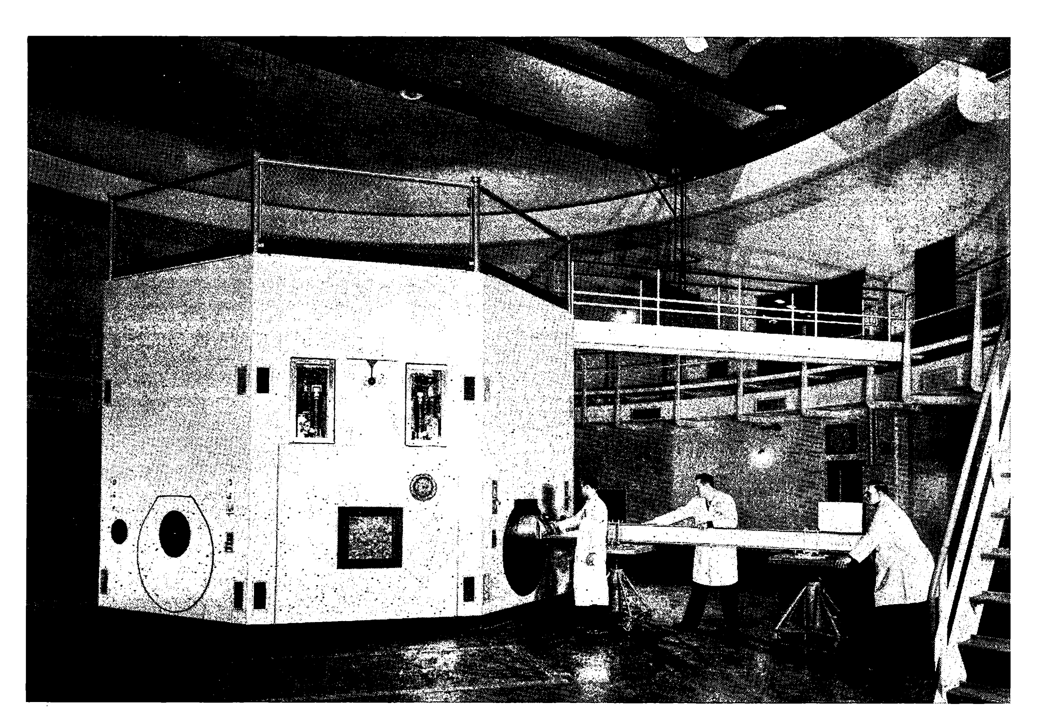
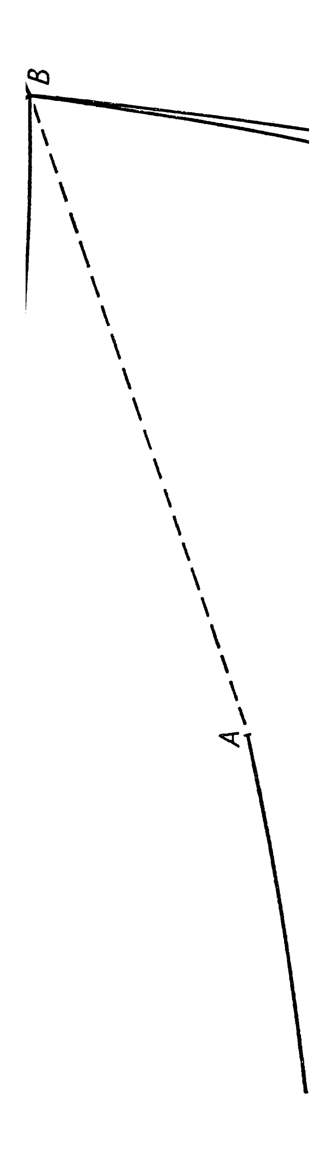
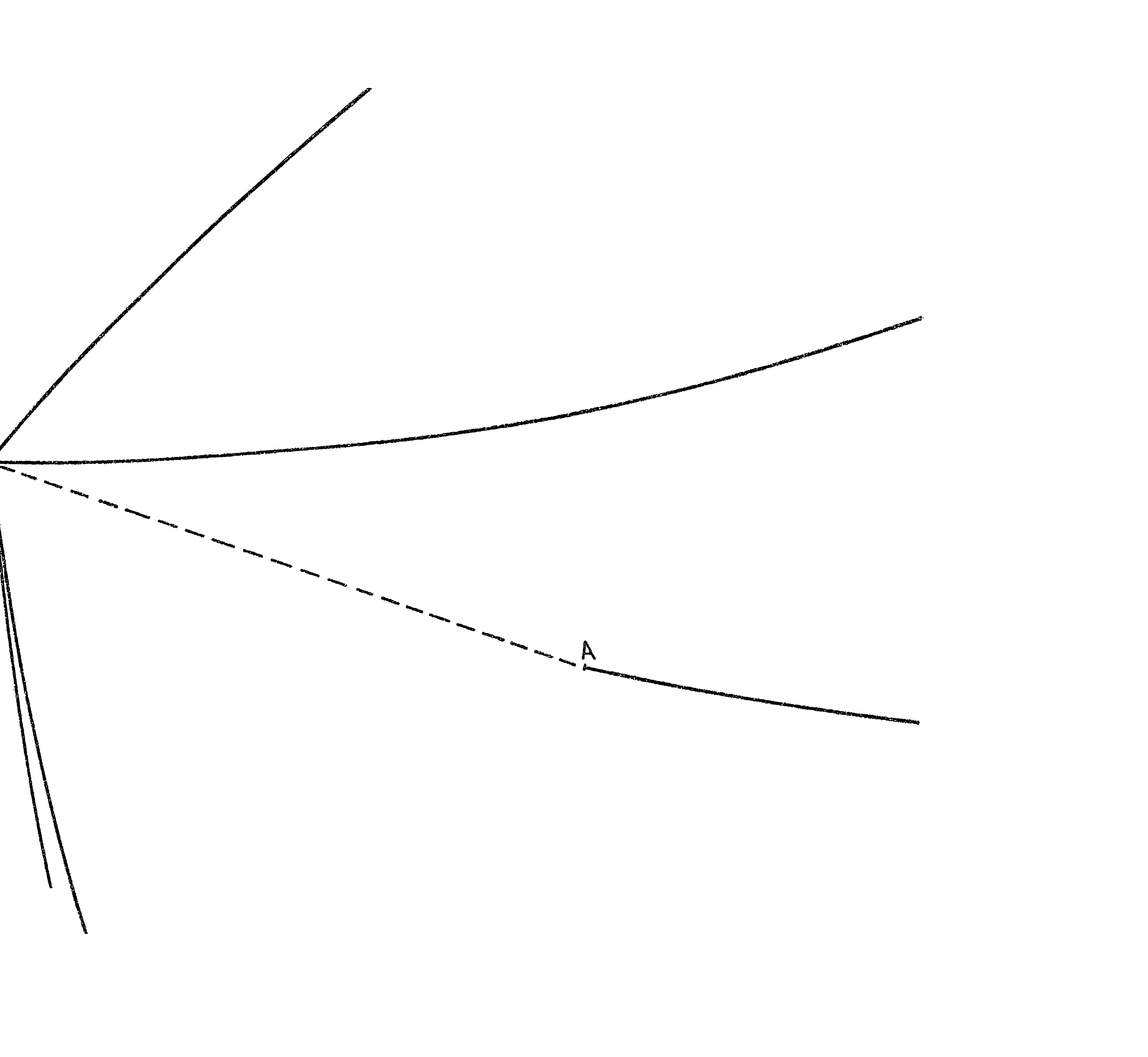


Abb. 141. Der CP5-Reaktor (angereichertes Uran in schwerem Wasser) kurz nach der Inbetriebnahme (Argonne National Laboratory) (zu Seite 238).



B
A


A

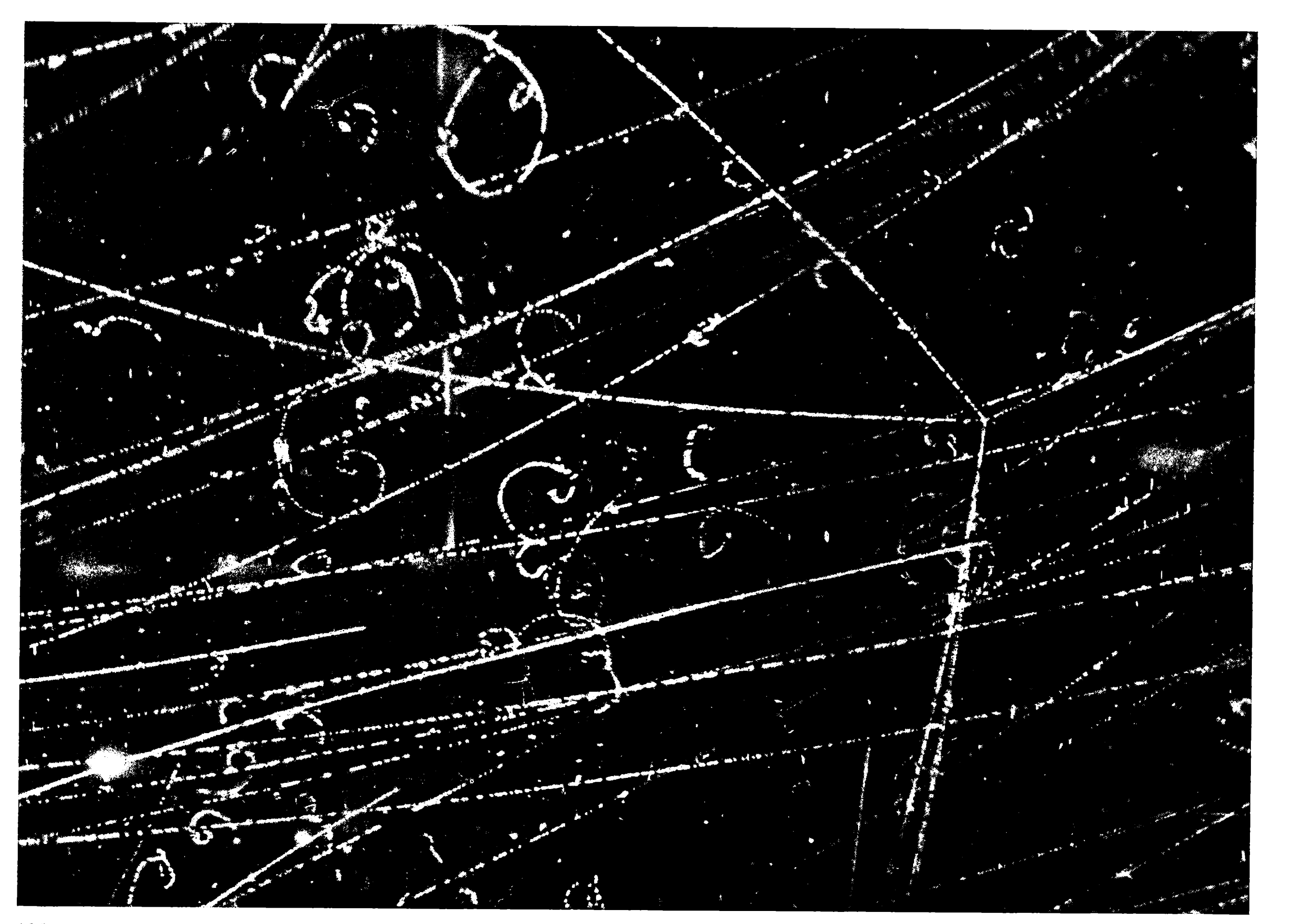


Abb. 142. Antiproton und Antineutron. Ein Antiproton verwandelt sich in einer Blasenkammer (s. S. 250) bei A durch Ladungsaustausch in ein Antineutron, das bei B mit einem Nukleon zerstrahlt und dabei 5 geladene Mesonen bildet (Aufnahme: E Segrè und Mitarbeiter, Radiation Laboratory Berkeley) (zu Seite 163).

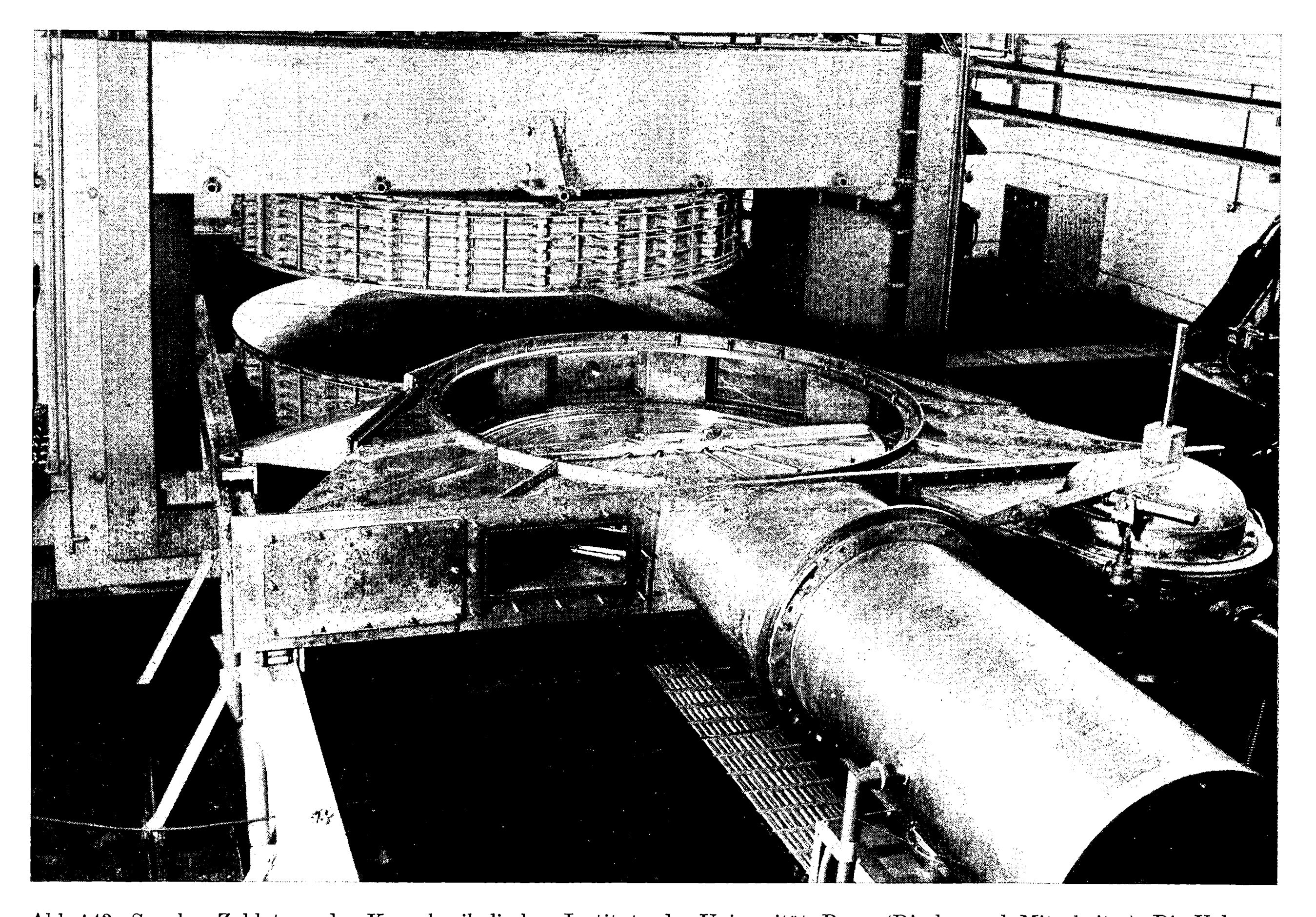
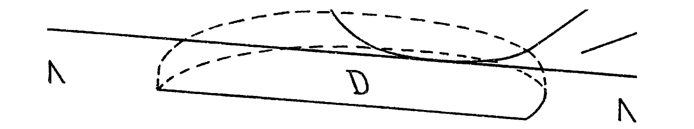
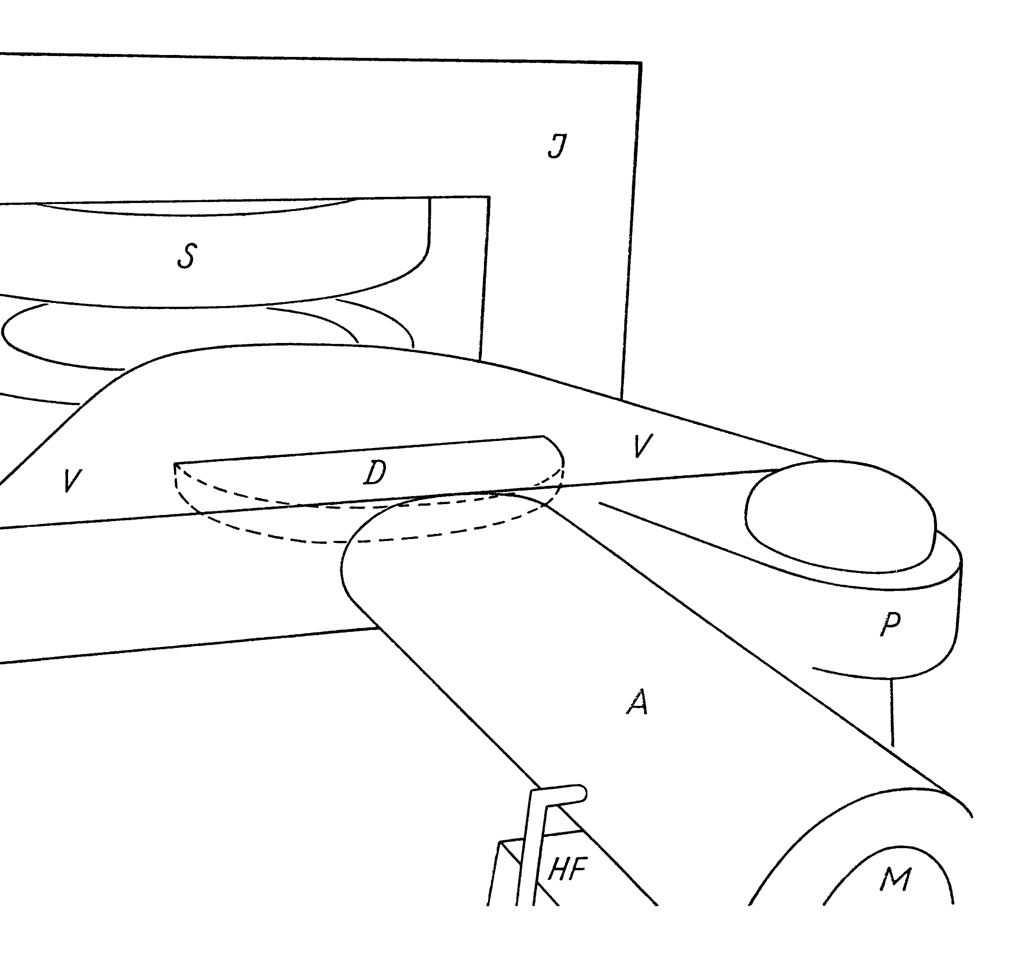
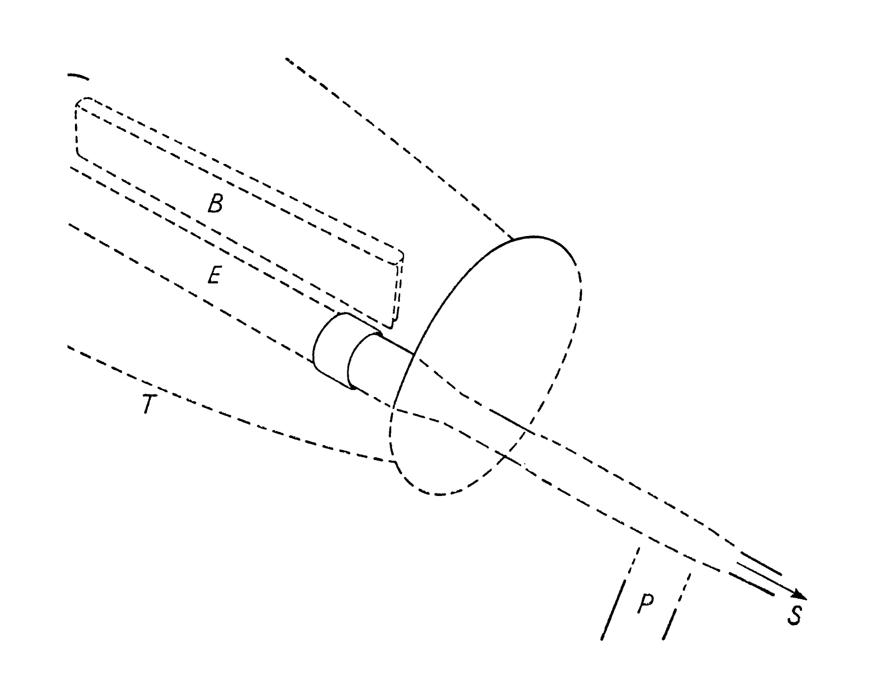
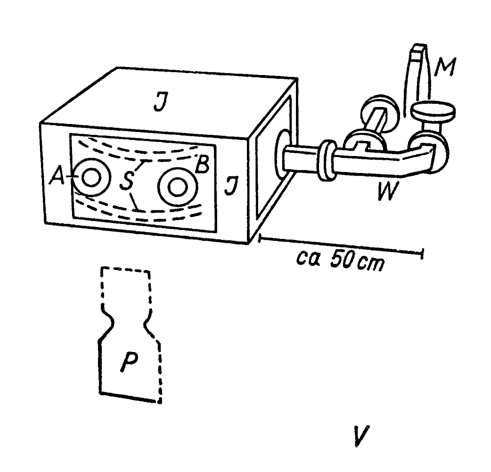


Abb. 143. Synchro-Zyklotron des Kernphysikalischen Instituts der Universität Bonn (Riezler und Mitarbeiter). Die Vakuumkammer ist ausgefahren und geöffnet, J Magnetjoch, S Magnetspulen, V Vakuumkammer, D D-Elektrode, P Pumpe, A Außenleiter des Hochfrequenzsystems, HF Hochfrequenzgenerator, M Modulator (zu Seite 213).

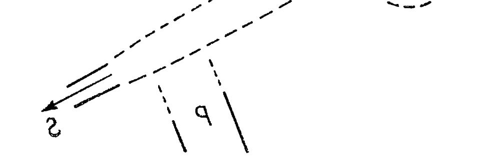

D

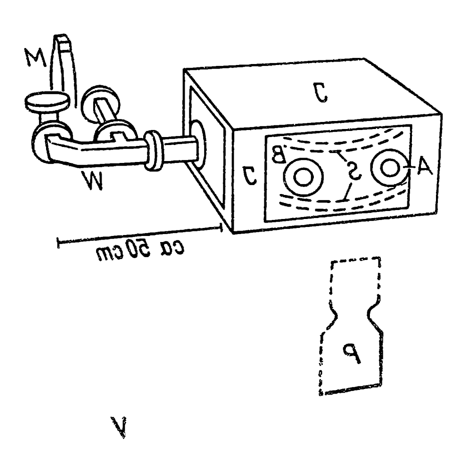

J
S
V
D
V
P
A
HF
M





V


S
P


M
W
C
B
S
A
ca 50cm
P

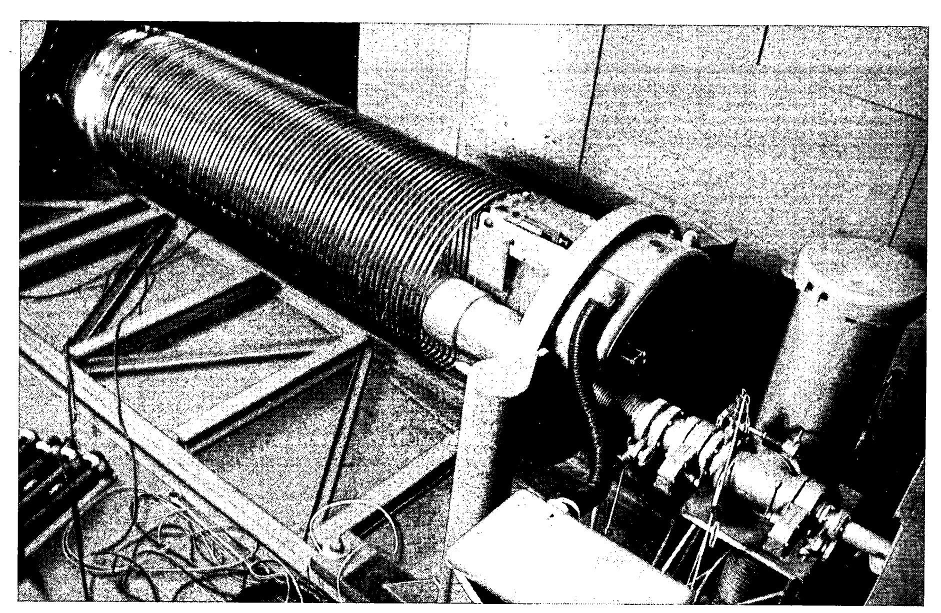


Abb. 144. Bandgenerator der High Voltage Company für 3 MeV im Physikalischen Institut der Universität Bonn. Der Druckbehälter ist abgenommen, man sieht die Potentialsteuerungsringe. Bei E liegt das Entladungsrohr, bei B das Beladungsband, bei P die Pumpe. Im Betrieb wird an der mit T bezeichneten Stelle der Drucktank übergeschoben. Bei S tritt der Strahl aus (zu Seite 202).

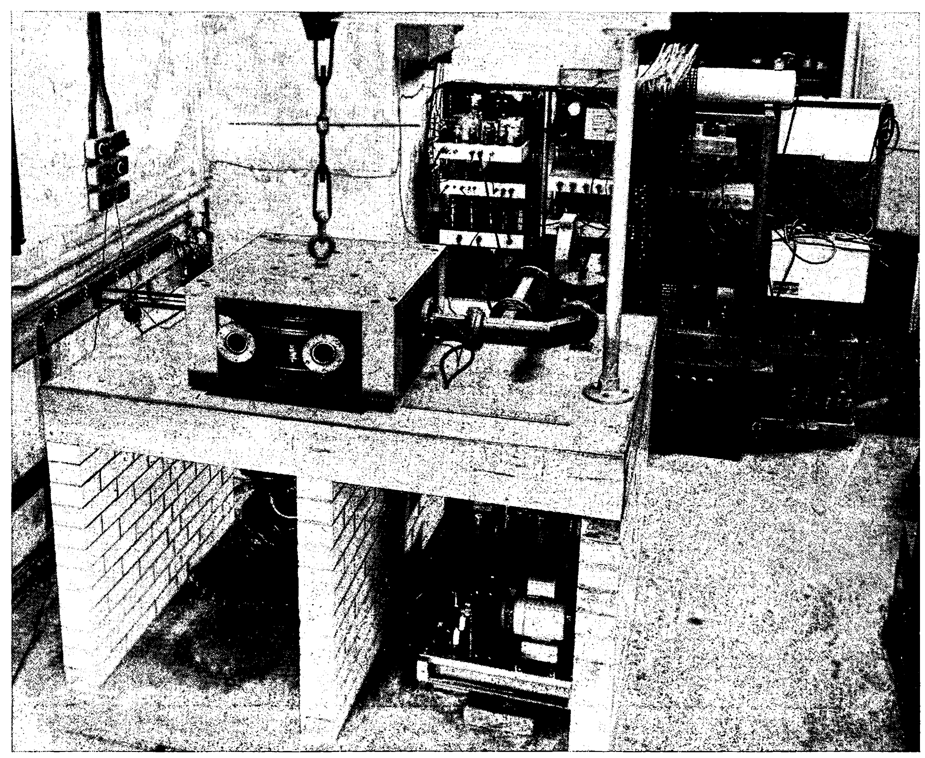


Abb. 145. Mikrotron im University College, London (H. W. S. Massey). A Strahlfenster, B Beobachtungsfenster, J Magnetjoch, M Magnetron, P Diffusionspumpe, V Vorpumpe, W Wellenleiter (zu Seite 215).

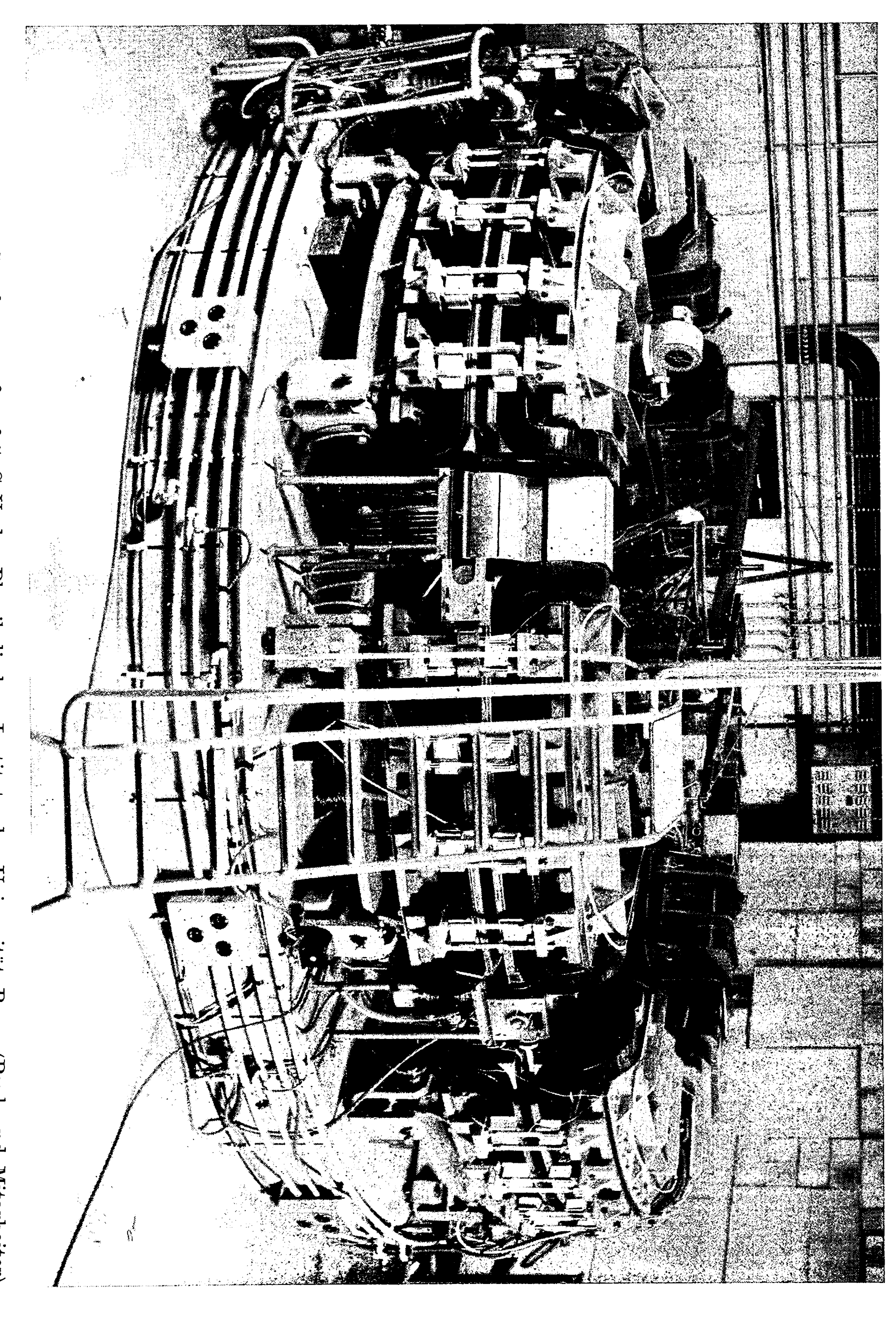
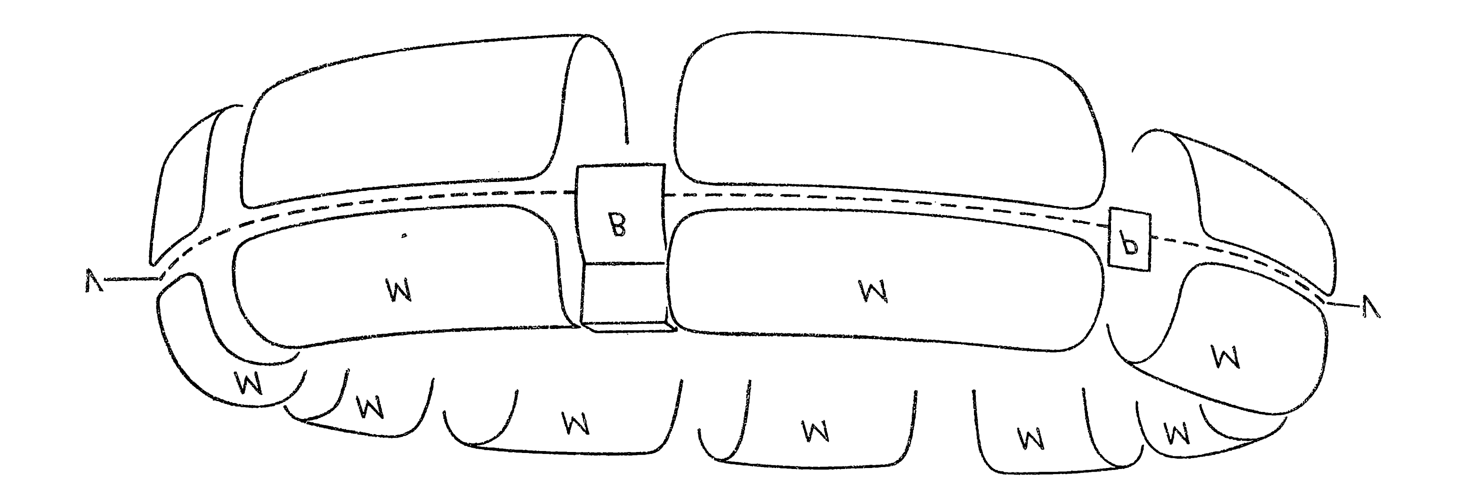
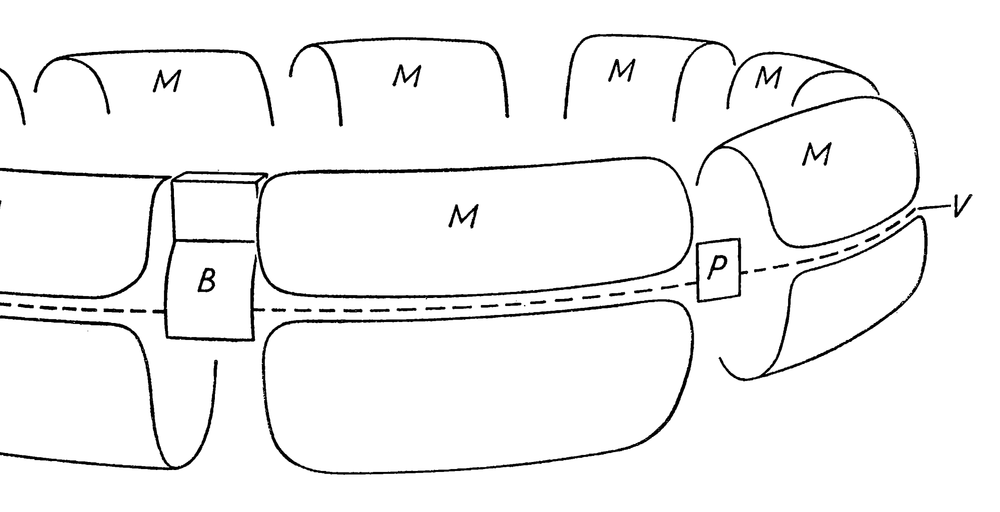


Abb. 146. Elektronen-Synchrotron für 0,5 GeV des Physikalischen Instituts der Universität Bonn (Paul und Mitarbeiter). M Magneten, V Vakuumrohr, B eine der Beschleunigungsstrecken, P eine der Pumpen (zu Seite 215).


Λ
B
b
W
W
Λ
W
W
W
W
W
W
W
W



M
M
M
M
M
M
B
P
V

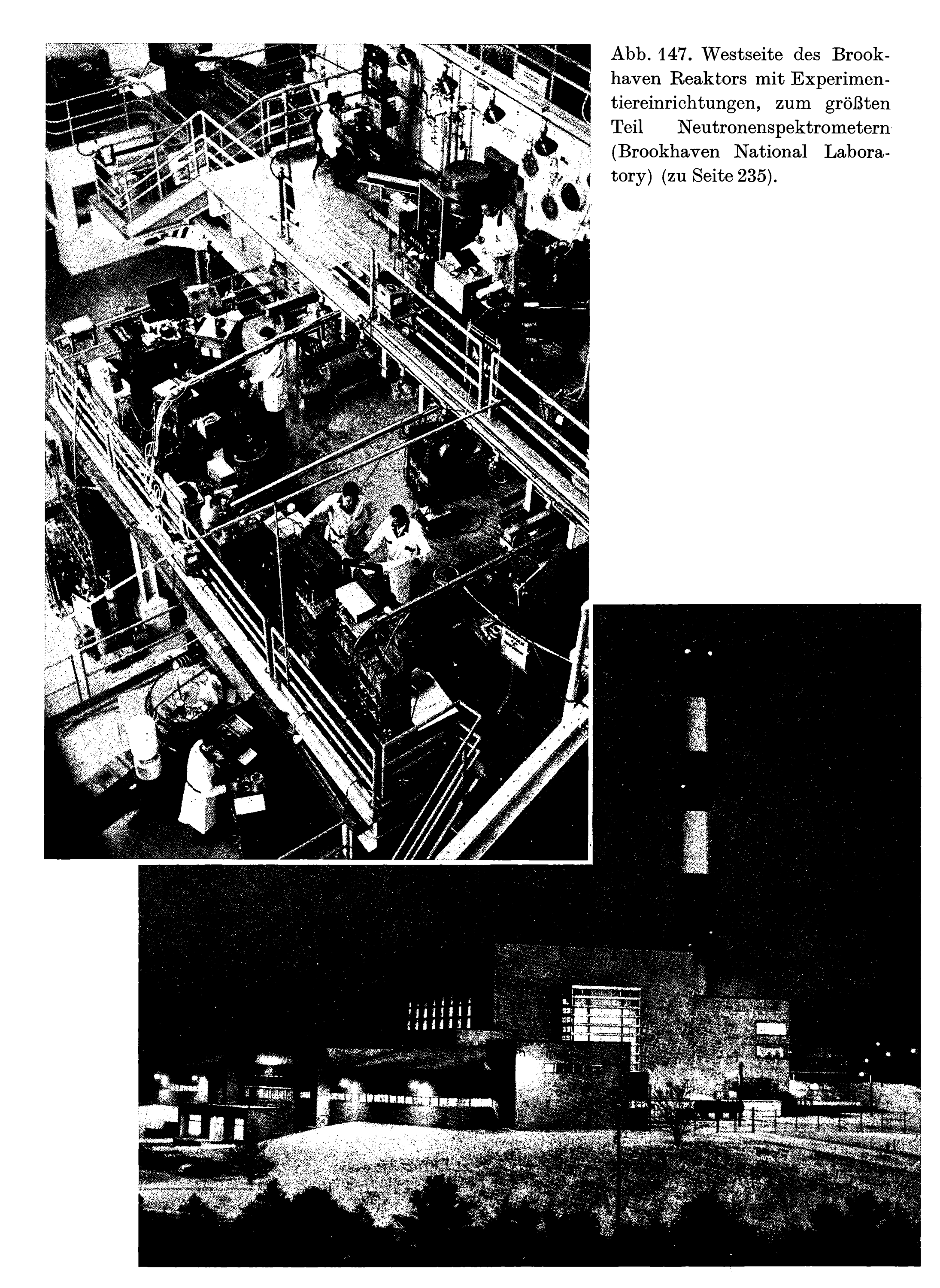


Abb. 147. Westseite des Brookhaven Reaktors mit Experimentiereinrichtungen, zum größten Teil Neutronenspektrometern (Brookhaven National Laboratory) (zu Seite 235).

Abb. 148. Das Gebäude des Brookhaven-Reaktors. Man beachte den 120 m hohen Kamin, durch den wegen des radioaktiven Argons die zur Kühlung verwendete Luft abgeblasen werden muß (Brookhaven National Laboratory) (zu Seite 235).

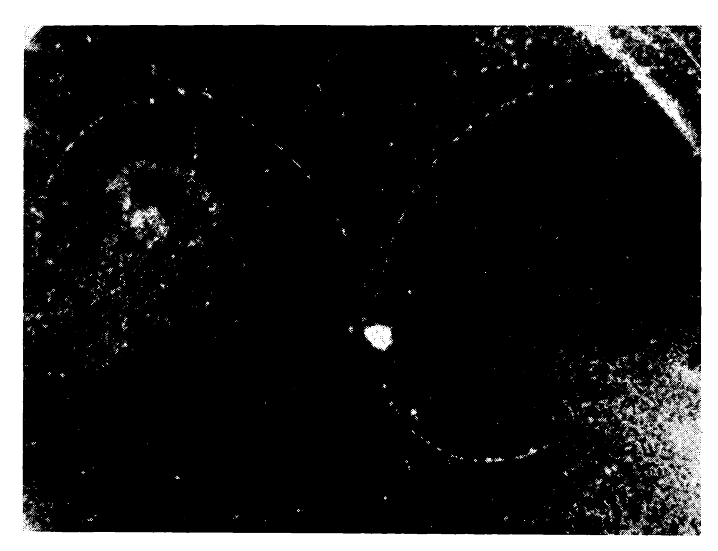


Abb. 149. Bildung eines Elektronenzwillings aus der energiereichen Gammastrahlung von Radioarsen (Nebelkammeraufnahme von Harteck, Knauer, Schäffer). Ein radioaktives Arsenatom sendet gleichzeitig ein energiereiches Betateilchen (untere Spur) und ein Gammaquant aus. Aus dem Gammaquant bildet sich bereits im Kernfeld des strahlenden Atoms durch Materialisation ein Elektronenzwilling (Elektron und Proton, die beiden oberen Spuren) (zu Seite 161 und 238).

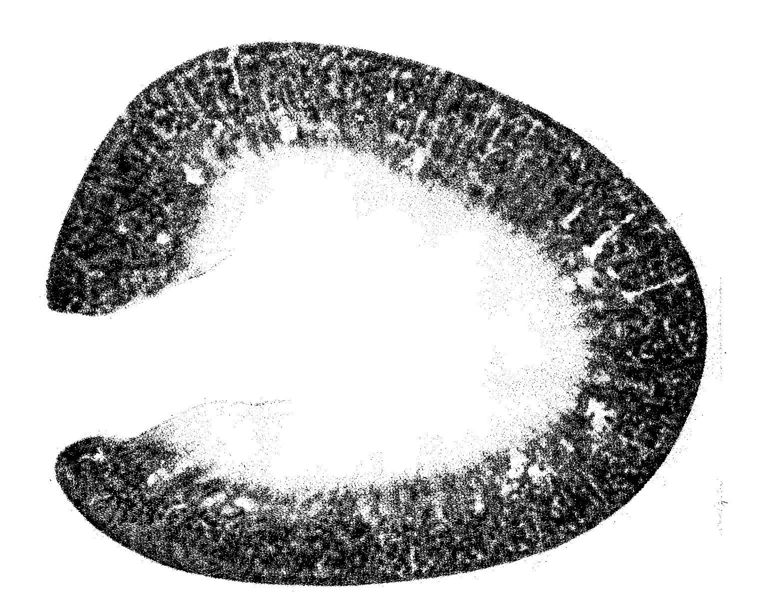


Abb. 150. Autoradiographie. Ein Schnitt durch eine Kaninchenniere (Lacassagne und Lattès). Vergrößerung etwa 5fach. — Dem Tier war längere Zeit vor der Tötung eine Poloniumlösung injiziert worden. Der Nierenschnitt wurde direkt auf eine photographische Platte gelegt. An den Stellen, wo Polonium vorhanden war, ist die Platte durch die Alphastrahlung geschwärzt worden. Man sieht deutlich, daß sich das Polonium fast ausschließlich in der Nierenrinde festgesetzt hat. Eine Aktivität des Nierenmarks ist nur ganz schwach erkennbar (zu Seite 251).

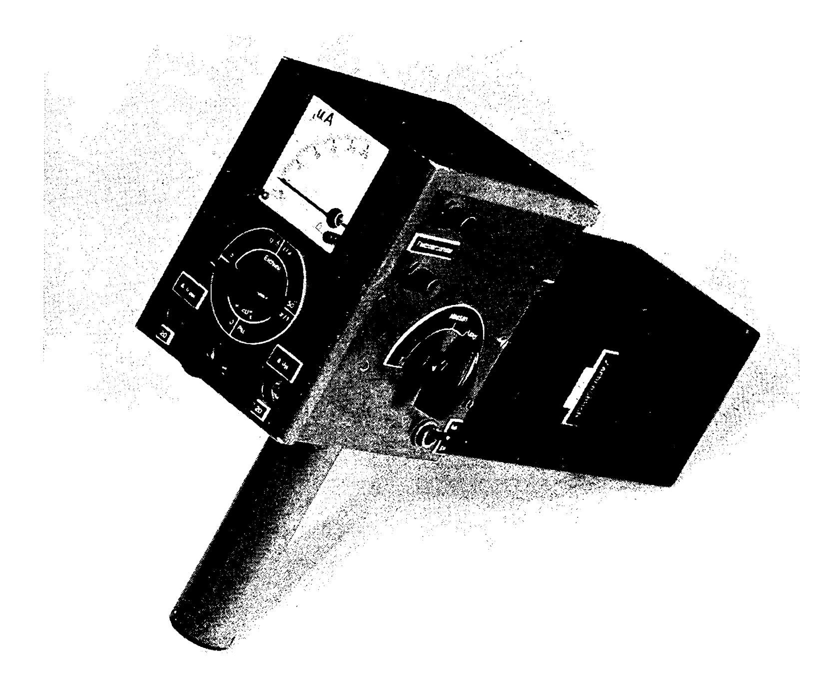
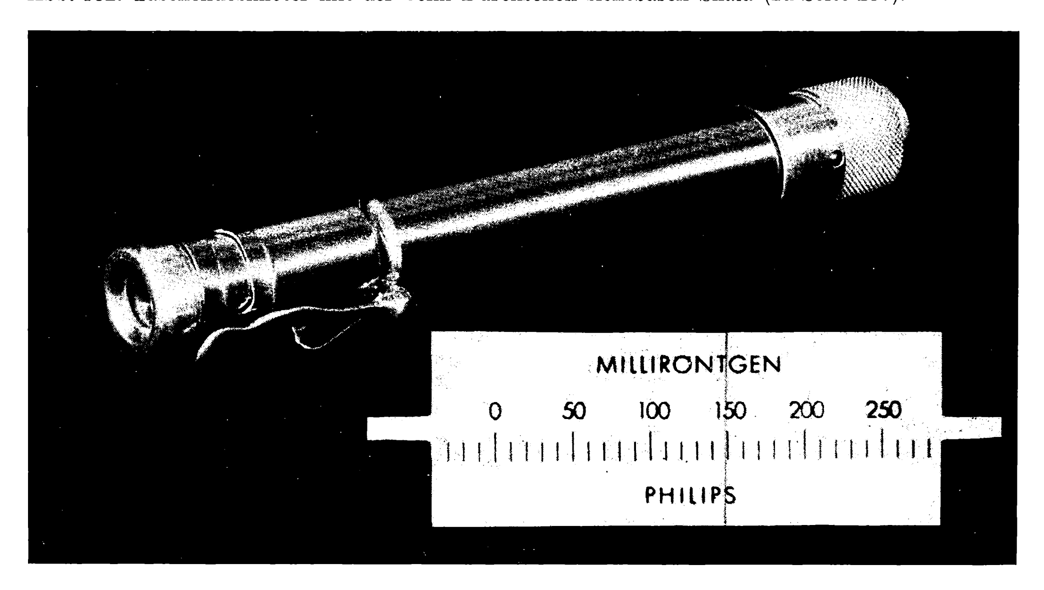


Abb. 151. Tragbarer Dosisleistungsmesser (ISKP Bonn) (zu Seite 257).

Abb. 152. Taschendosimeter mit der beim Durchsehen sichtbaren Skala (zu Seite 257).



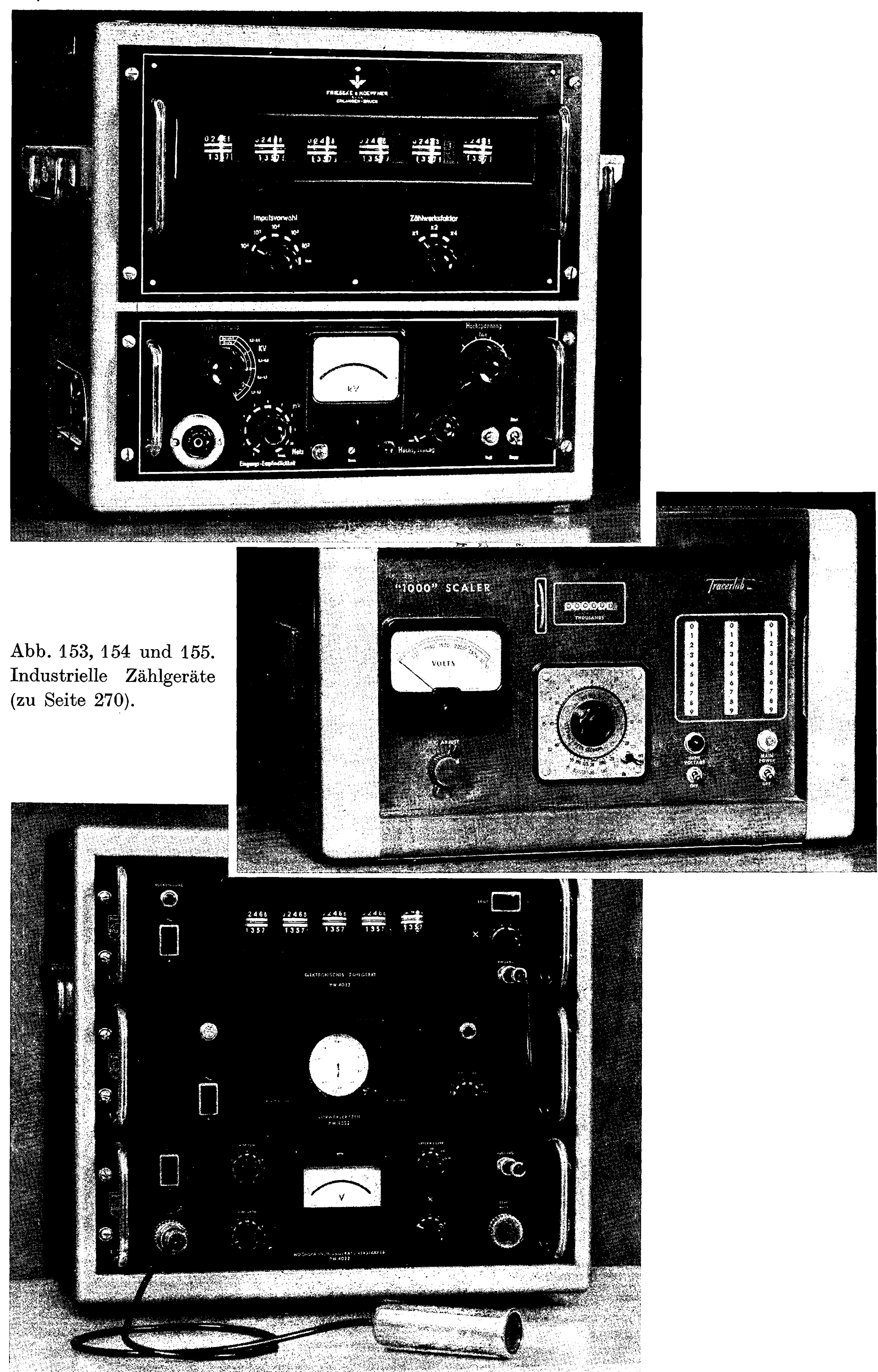


Abb. 153, 154 und 155. Industrielle Zählgeräte (zu Seite 270).

